



# Dynamique des ondes de sédimentation éoliennes à la surface des glaciers terrestres et martiens : Observations morphologiques et spectroscopiques, modélisation du transfert de masse par sublimation/condensation

Clémence Herny

## ► To cite this version:

Clémence Herny. Dynamique des ondes de sédimentation éoliennes à la surface des glaciers terrestres et martiens : Observations morphologiques et spectroscopiques, modélisation du transfert de masse par sublimation/condensation. Planète et Univers [physics]. Ecole Centrale de Nantes (ECN), 2015. Français. NNT : . tel-01324984

**HAL Id: tel-01324984**

**<https://theses.hal.science/tel-01324984>**

Submitted on 1 Jun 2016

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Copyright



# Thèse de Doctorat

**Clémence HERNY**

*Mémoire présenté en vue de l'obtention du  
**grade de Docteur de l'Ecole Centrale de Nantes**  
sous le label de L'Université Nantes Angers Le Mans*

**École doctorale** : Science pour l'Ingénieur, Géosciences, Architecture

**Discipline** : Terre solide et enveloppes superficielles

**Unité de recherche** : Laboratoire de Planétologie et Géodynamique

**Soutenue le 02/11/2015**

## **Dynamique des ondes de sédimentation éoliennes à la surface des glaciers terrestres et martiens**

**Observations morphologiques et spectroscopiques, modélisation du  
transfert de masse par sublimation/condensation**

### **JURY**

Président :	<b>Nicolas MANGOLD</b> , Directeur de recherche, LPG-Nantes, Nantes
Rapporteurs :	<b>Bernard SCHMITT</b> , Directeur de Recherche, IPAG, Grenoble <b>Philippe CLAUDIN</b> , Directeur de Recherche, ESPCI, Paris
Examineurs :	<b>Frédérique REMY</b> , Directrice de Recherche, LEGOS/CNES, Toulouse <b>Aymeric SPIGA</b> , Maître de conférences, UPMC, Paris
Invité(s) :	<b>Sébastien RODRIGUEZ</b> , Maître de conférences, AIM CEA-SACLAY, Gif-sur-Yvette
Directeur de Thèse :	<b>Olivier BOURGEOIS</b> , Professeur des universités, LPG-Nantes, Nantes
Co-encadrante de Thèse :	<b>Sabrina CARPY</b> , Maître de conférences, LPG-Nantes, Nantes







# Remerciements

Je débute ce manuscrit en remerciant toutes les personnes que j'ai côtoyé durant ces trois années et qui ont participé au bon déroulement de cette thèse. Celle-ci restera pour moi une étape importante et surtout un très bon moment !

Tout d'abord un très grand merci à mes encadrants de thèse.

Merci beaucoup à OLIVIER BOURGEOIS. Merci pour ton encadrement, les discussions et pour avoir partagé tes connaissances et intuitions scientifiques dans des domaines très variés. J'ai apprécié que tu prennes toujours le temps de m'aider à améliorer mon travail en n'oubliant jamais de souligner les points positifs. Un des bons côtés de travailler avec toi, c'est qu'à un moment il faut arrêter d'être derrière son ordinateur et aller prendre l'air sur le terrain. Ton calme et ton expérience m'ont permis de relativiser lors des périodes plus compliquées. Je retiendrais en particulier un de tes conseils récurrents : l'important c'est de faire les choses qui nous font plaisir !

Merci beaucoup à SABRINA CARPY. Ta bonne humeur et ton optimisme inaltérable ont été essentiels. Je te suis reconnaissante pour ton implication sans concession dans l'encadrement de la thèse en particulier lorsque je me suis lancée dans la modélisation numérique. Tu as fait preuve de patience, d'un suivi intensif et de pédagogie à mon égard qui m'ont beaucoup aidé ! Je suis obligée de mentionner ton rire communicatif et reconnaissable à l'autre bout du couloir et ta manie d'abandonner tes tasses à café un peu partout dans le labo !

Encore merci à tous les deux pour votre duo complémentaire et pour m'avoir donné l'opportunité de travailler sur deux sujets passionnants que sont la glaciologie et la planétologie. Merci pour votre soutien et votre confiance, pour m'avoir laissé une grande liberté dans ma thèse, pour m'avoir fait participer à de nombreuses conférences, pour les nombreuses corrections et pour tous vos conseils. Ces trois années m'ont permis d'apprendre beaucoup et c'est un plaisir de travailler avec vous.

STÉPHANE LE MOUÉLIC merci pour tes conseils pendant ces trois ans. Ton efficacité et ta passion pour ton travail sont remarquables. Tu es toujours prêt à partager tes impressions et expériences des missions au sein desquelles tu es impliqué et ceci se traduit par de nombreux projets. Nous avons également participé ensemble à différentes expositions grand public qui sont toujours des moments prenants mais agréables.

Merci très sincèrement à MARION MASSÉ pour son soutien. Marion, merci de m'avoir si bien accueilli lors de mon séjour en Pologne. Tu t'es bien occupée de moi, autant pour l'aspect scientifique, qui fut très productif, que pour la vie à Wroclaw avec, entre autres, nos sorties récurrentes au blt ! Merci pour les nombreuses discussions, scientifiques ou non, les divers conseils et astuces sur le monde de la recherche. J'apprécie également que tu me proposes toujours ton aide et j'espère que l'on aura à nouveau l'occasion de se retrouver au détour d'un glacier.

---

Je remercie les membres du jury d'avoir accepté de juger mon travail :

Tout d'abord les rapporteurs qui ont lu avec attention mon manuscrit. Merci à BERNARD SCHMITT pour tes questions et remarques constructives lors de ma soutenance. Je te remercie également pour ton accueil chaleureux lors de notre semaine de terrain dans les Alpes. En particulier pour avoir organisé les rencontres entre les nantais et les différentes équipes grenobloises spécialistes de la neige, pour nous avoir conduit sur les différentes zones de mesures en montagne et avoir partagé avec nous tes connaissances sur la neige et la spectrométrie ! Merci à PHILIPPE CLAUDIN de s'être intéressé à ces objets particuliers que sont les ondes de glace et pour les échanges et questions intéressantes que nous avons eu lors de la soutenance.

Et également les examinateurs : FRÉDÉRIQUE RÉMY pour son point de vue terrestre des glaciers martiens ; AYMERIC SPIGA pour ses commentaires sur mon travail et pour avoir posé la question "Seul sur Mars" dont la réponse fut loin d'être évidente dans ce contexte de soutenance. Je te remercie chaleureusement pour tes explications météorologiques terrestres et martiennes et pour avoir pris le temps de réaliser les cartes de vents au-dessus de la calotte polaire Nord de Mars. Enfin merci à NICOLAS MANGOLD d'avoir accepté d'être président de mon jury de thèse.

Merci à SÉBASTIEN RODRIGUEZ qui a suivi le bon déroulement de ma thèse du début à la fin en étant à la fois coordinateur du projet Exodunes, membre de mon CST et également invité du jury lors de la soutenance. Merci aussi à STÉPHANE POCHAT, également membre de mon CST, pour ses conseils durant mon parcours à Nantes et pour son rôle important dans l'initiation de mon sujet de thèse.

Je tiens également à remercier l'ensemble des personnes du LPG pour leur accueil. En particulier : OLIVIER GRASSET et ANTOINE MOCQUET ; STÉPHANIE BEAUNAY pour avoir facilité la gestion des missions et des différents évènements associés au laboratoire ; SOPHIE PAROCCO et MARIE-CLAIRE BRÉHIER pour l'organisation des missions ; ERWAN LE MENN, toujours partant pour développer un nouveau dispositif expérimental et qu'aucunes idées saugrenues d'expériences ne semble effrayer ; ÉRIC BOEUF pour le soutien informatique ; LAURENT LENTAT toujours soucieux de prendre des nouvelles ; SUSAN CONWAY dont la bonne humeur et le dynamisme sont très agréables. Merci pour ton aide et tes encouragements pour que je trouve un postdoc ! Je remercie particulièrement OLIVIER VERHOEVEN pour sa bienveillance depuis mon arrivée à Nantes. Merci pour ta gentillesse, les nombreuses discussions et tes tentatives (malheureusement infructueuses pour le moment), de financer ma carrière grâce à des tickets de loto. J'adresse également mes remerciements aux personnes qui m'ont conseillé et/ou avec qui j'ai donné des cours lors de mon monitorat et plus récemment au cours de mon ATER : CAROLINE DUMOULIN, ANNE GAUDIN, MICKÆEL BONIN, MÉRIC H., FRANÇOIS CIVET, BENOÎT LANGLAIS, OLIVIER B., OLIVIER V. et OLIVIER G..

Ces trois années ont été l'occasion de faire la rencontre de chercheurs de différents laboratoires.

En premier lieu je remercie LAURENT PERRET de m'avoir permis de réaliser des expériences au LHEEA. Tu as gentiment accepté que Sabrina, Olivier et moi-même, armés de blocs de glace carbonique, investissions la soufflerie. Merci de nous avoir offert la liberté d'expérimenter car cela a été des moments agréables et enrichissants. Merci à THIBAUD PIQUET et DOMINIQUE GAUDIN qui ont assuré le bon déroulement des expériences et du post-traitement des données.

Un grand merci à THOMAS APPÉRÉ, passionné de l'exploration spatiale, pour avoir répondu avec patience et pédagogie à mes interrogations sur le cycle de l'eau martien et les tailles de grains de glace des glaciers.

Je remercie ISAAC B. SMITH, tout aussi attaché que moi à comprendre le fonctionnement

---

des calottes polaire martiennes, pour les discussions scientifiques instructives, ses conseils et ses encouragements.

Notre petit séjour dans la région de Grenoble a été l'occasion de rencontrer des chercheurs de l'IRSTEA, de Météo France et du LGGE. Merci à FLORENCE NAAIM-BOUVET, VINCENT VIONNET, GHISLAIN PICARD, MARIE DUMONT, GILBERT GUYOMARC et HERVÉ BELLOT pour leur accueil et pour les discussions.

Merci à SYLVAIN DOUTÉ d'avoir consacré du temps à m'expliquer le principe de son code de transfert radiatif et de l'avoir appliqué aux données acquises à la surface de la calotte polaire Nord de Mars.

Enfin, pendant ces trois années, j'ai eu l'opportunité de passer un mois à l'institut de géologie à Wroclaw en Pologne. Merci à DANIEL MÈGE de m'avoir permis de bénéficier de la bourse qui a financé mon séjour et pour son accueil. Lors de ce mois j'ai eu la chance de partager un bureau avec ANTOINE SÉJOURNÉ dont je retiens son accueil sympathique, son humeur blagueuse et son grand intérêt pour le bien être des canards !

Au cours de cette thèse j'ai participé (d'un peu loin) à l'encadrement de stages en relation avec mon sujet de thèse. ANAÏS GUILLEMAIN qui a travaillé avec motivation sur la modélisation numérique développée au cours de cette thèse et CLÉMENT BLANCHARD qui s'est attaqué avec détermination au problème d'instabilité linéaire. Merci à tous les deux pour votre assiduité et votre aide sur ce vaste sujet. Je vous souhaite le meilleur pour vos projets.

Pendant trois ans j'ai eu la chance d'occuper "le bureau 57" (en lettres de feu). Merci à mes co-bureaux de chocs NADEIGEDHA (Mouahahah !) MAROUNINA et OLIVIER BOLLENGIER. Nadia ce fut un plaisir de partager le bureau avec toi. Je me suis presque habituée à travailler à une température moyenne de 25°C. Je retiendrai nos longs moments de concentration (casque vissé sur les oreilles) ponctuées de discussions qui détendent, de petites taquineries et surtout de pauses 9GAG très salutaires ! Olivier, tu fus un grand co-bureau. Ton humour, ta gentillesse et ton flegme même dans les moments les plus difficiles sont remarquables. J'attends avec impatience notre prochaine bataille aérienne (en espérant que tu aies progressé...) ! Je vous souhaite à tous les deux de poursuivre votre voie ! Je remercie également mes compagnons de bureau plus éphémères mais tout aussi sympathiques : MARION RIVOAL, LIVIA KATHLEEN KOTHER et OLIVIA GOLLE.

Un immense merci à tous les thésards et postdocs que j'ai côtoyé au LPG. Merci pour la bonne humeur au labo, les débats enflammés au Macumba, les blagues/jeux de mots à profusion et les nombreuses soirées. Ce fut trois années exceptionnelles en votre compagnie : ALICE HAZOTTE, MAÏWENN LETHODÉ, DIANA SATURNINO, MARION NACHON, BORIS CHAUVIRÉ, IANIS GAUDOT, GEOFFREY AERTGEERTS, MÉRIC HAUGMARD, JASSIN PETERSEN, ANTOINE BA, FRANCESCO SALESE, DORINE BOUQUET, ANAÏS SCHMITT, FILIPE TERRA NOVA, ANTOINE TRIANTAFYLLOU, JONAS L'HARIDON, MÉLANIE DOUARIN, LAETITIA LE DEIT, JOANA OLIVERA, AXEL LEFÈVRE, THIBAUT FOUGEROUX, MARINE GOURRONC, MÉLANIE DRILLEAU et THOMAS CORNET.

Une pensée particulière pour les copains en dehors du labo. Mon Master à Nantes m'a permis de faire la connaissance d'une fine équipe, en particulier : GUILLAUME BELLINO, THOMAS GUIDAT, OLIVIER JOURNOT, AMANDINE GARCIA, ROSALIE JUGUAND, BENJAMIN BULTEL et SYLVAIN PHILIPPE. Merci à mes indissociables compères de Licence de Caen : SAM, SYLVAIN et BRICE. Mes amis d'enfance : CLAIRE, CÉCILE, CHARLÈNE, RORO, CHARLES, BEN et TO-MEK. Merci beaucoup pour votre cadeau qui m'a fait très plaisir ! Et enfin une pensée aux copains nantais avec qui j'ai partagé pendant 5 ans de nombreuses soirées : le fantasque YOYO, ma petite MARGAUX, HUGUES, BENOÎT, NICO et ANNE-ISALINE. Merci beaucoup à ceux qui ont pu faire

---

le déplacement pour ma soutenance !

Un tendre merci à ROMAIN qui aura partagé avec moi et supporté malgré lui les moments agréables et plus compliqués de la thèse.

Pour terminer, je remercie ma famille pour sa curiosité envers mes passions extraterrestres. Un grand merci à mon grand frère enthousiaste vis à vis de mon sujet de recherche et de ma vie au labo. Je suis très contente que tu es pu faire le déplacement depuis tes montagnes jusqu'à Nantes pour ma soutenance. Peut-être qu'un jour tu pourras faire du snow sur les glaciers martiens ! Enfin, merci sincèrement à mes parents qui m'ont donnée la chance et les moyens de faire ce qui me plaît. Merci pour votre compréhension, votre soutien et pour votre aide, en particulier lors des mois de rédaction (merci pour les corrections des fautes d'orthographe et les bons petits plats). Merci également pour l'organisation du pot de thèse très réussie !



---

---

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>L'interaction atmosphère/cryosphère comme agent morphologique à la surface des glaciers</b>	<b>5</b>
2.1	Interaction entre la cryosphère et le vent	5
2.1.1	Bilans glaciaires	5
2.1.1.1	Accumulation de glace	7
2.1.1.2	Bilan d'énergie	7
2.1.1.3	Bilan de masse	10
2.1.2	Transport de la glace par le vent	11
2.1.2.1	Le vent	11
2.1.2.2	Transport de la neige par le vent	14
2.1.2.3	Transport de la vapeur d'eau par le vent	15
2.1.3	Figures morphologiques associées au vent à la surface des glaciers	17
2.1.3.1	Zone de glace bleue	17
2.1.3.2	Surface vitrifiée	18
2.1.3.3	Sastrugi	19
2.1.3.4	Dunes	20
2.1.3.5	Mégadunes	21
2.1.4	Conclusion	26
2.2	La calotte polaire Nord de Mars	27
2.2.1	Répartition de la glace sur Mars	27
2.2.2	La calotte Nord permanente	28
2.2.2.1	Présentation	28
2.2.2.2	L'Unité Basale	30
2.2.2.3	Les dépôts stratifiés	30
2.2.2.4	Vents	31
2.2.3	Accumulation et ablation de la glace sur Mars	34
2.2.3.1	Saisons martiennes	34
2.2.3.2	Stabilité de la glace en surface	35
2.2.3.3	Modes d'accumulation de la glace d'eau	37
2.2.3.4	Les dépôts saisonniers et évolution de la calotte permanente	38
2.2.3.5	Taux d'accumulation de la glace	41
2.2.4	Figures morphologiques à la surface de la calotte polaire Nord de Mars	42
2.2.4.1	Texture de surface	42
2.2.4.2	<i>Frost streaks</i>	43
2.2.4.3	Petites ondes topographiques	44
2.2.4.4	Grandes ondes de sédimentation	45

2.2.4.5	Escarpements et chasmas	49
2.3	Conclusion	51
<b>3</b>	<b>Les ondes de sédimentation à la surface de la calotte polaire Nord de Mars</b>	<b>53</b>
3.1	Données et méthodes d'analyse	54
3.1.1	Acquisition et interprétation de données	54
3.1.1.1	Télédétection	54
3.1.1.2	Paramètres d'observations	54
3.1.1.3	Base de données et interprétation	55
3.1.2	Spectrométrie de la glace	57
3.1.2.1	La spectrométrie en réflectance	57
3.1.2.2	Signature spectrale	61
3.1.2.3	Données et traitement d'images hyperspectrales	68
3.1.2.4	Analyse des spectres	70
3.1.3	Analyse morphologique	72
3.1.3.1	Données altimétriques MOLA	72
3.1.3.2	Données du radar sondeur SHARAD	73
3.1.3.3	Images HRSC	74
3.1.3.4	Images CTX	75
3.1.4	Base de données antarctique	75
3.2	Identification de deux ordres de grandeur d'ondes de sédimentation à la surface de la calotte polaire Nord de Mars	76
3.2.1	Présentation des objets d'étude	76
3.2.2	Morphologies des petites ondes de sédimentation sur <i>Gemina Lingula</i>	80
3.2.2.1	Dimensions des ondes topographiques	80
3.2.2.2	Stratigraphie interne	81
3.2.2.3	Texture de surface	82
3.2.3	Métamorphisme de la glace	84
3.2.3.1	Profondeur de la bande d'absorption de la glace d'eau	84
3.2.3.2	Interprétation	88
3.2.4	Observation des autres petites ondes de sédimentation	92
3.3	Discussion	95
3.3.1	Analogie entre les ondes de sédimentation martiennes et les mégadunes antarctiques	95
3.3.1.1	Organisation	95
3.3.1.2	Morphologie	95
3.3.1.3	Caractéristiques de surface	97
3.3.1.4	Signature spectrale	97
3.3.1.5	Stratigraphie interne	99
3.3.2	Vers un modèle commun d'interactions entre la glace et le vent sur Terre et sur Mars	99
3.3.2.1	Dynamique des mégadunes antarctiques	99
3.3.2.2	Transport de particules de glace	101
3.3.2.3	Modèle de dynamique des ondes de sédimentation	104
3.3.3	Différences entre les deux familles d'ondes de sédimentation martiennes	105
3.3.4	Détection des zones d'accumulation et d'ablation à l'échelle de la calotte	105
3.4	Conclusion	111

---

<b>4</b>	<b>Modélisation de la diffusion et du transport de la vapeur à une interface glace-atmosphère : modèle et validation</b>	<b>113</b>
4.1	Équations du problème	114
4.1.1	Définition du problème physique	114
4.1.2	Mise en mouvement du fluide porteur	115
4.1.2.1	Équation de conservation de la masse	115
4.1.2.2	Équation de quantité de mouvement	115
4.1.2.3	Nature de l'écoulement	115
4.1.2.4	Influence d'une paroi solide sur l'écoulement	117
4.1.3	Transfert de masse	118
4.1.3.1	Diffusion et mélange des espèces	118
4.1.3.2	Équation de transport-diffusion	120
4.1.3.3	Caractéristiques de la couche limite de concentration	120
4.1.4	Convection naturelle	122
4.1.4.1	Principe	122
4.1.4.2	Influence sur l'écoulement	123
4.1.4.3	Convection mixte	123
4.1.5	Évolution de l'interface	124
4.1.6	Problème sans dimension	124
4.2	Méthodes numériques	125
4.2.1	Approximation du problème	126
4.2.1.1	Domaine numérique et conditions	126
4.2.1.2	Approximation nodale	127
4.2.2	Formulation variationnelle des équations aux dérivées partielles	128
4.2.2.1	Méthode des Résidus Pondérés	128
4.2.2.2	Méthode de Galerkin	129
4.2.3	Résolution	129
4.2.3.1	Logiciel de compilation et exécution	129
4.2.3.2	Discretisation du domaine physique	130
4.2.3.3	Fonction d'interpolation	131
4.2.3.4	Méthode d'inversion des matrices	132
4.2.4	Schémas numériques	133
4.2.4.1	Schéma temporel	133
4.2.4.2	Schéma spatial	134
4.2.5	Échelle typique du problème	136
4.2.6	Erreur et convergence	137
4.3	Validation du modèle	138
4.3.1	Cas tests pour l'écoulement	138
4.3.1.1	Canal	138
4.3.1.2	Lit Plat	140
4.3.1.3	Marche descendante	142
4.3.2	Cas tests pour le transport de vapeur d'eau	146
4.3.2.1	Diffusion pure	146
4.3.2.2	Lit Plat	147
4.3.2.3	Marche descendante	149
4.4	Conclusion	152

<b>5</b>	<b>Modélisation de la diffusion et du transport de la vapeur à une interface glace-atmosphère : applications</b>	<b>155</b>
5.1	Transfert de masse associé aux ondulations décimétriques en Antarctique . . . . .	155
5.1.1	<i>Ripples</i> de glace . . . . .	155
5.1.2	Configuration des expériences : conditions initiales et aux limites . . . . .	157
5.1.3	Déphasage de la contrainte de frottement en fonction du rapport d'aspect . . . . .	158
5.1.3.1	Résultats . . . . .	159
5.1.3.2	Interprétation et discussion . . . . .	164
5.1.4	Conclusion . . . . .	165
5.2	Flux de vapeur d'eau à la surface de la calotte Nord de Mars . . . . .	166
5.2.1	Paramètres du modèle . . . . .	166
5.2.1.1	Vent . . . . .	166
5.2.1.2	Température . . . . .	167
5.2.1.3	Vapeur d'eau . . . . .	172
5.2.2	Paramètres influant sur le flux de vapeur . . . . .	175
5.2.2.1	Maillages et conditions . . . . .	175
5.2.2.2	Température . . . . .	176
5.2.2.3	Vitesse du vent . . . . .	177
5.2.2.4	Pression . . . . .	177
5.2.2.5	Rugosité . . . . .	178
5.2.3	Transfert de masse le long d'une interface glace/atmosphère ondulée . . . . .	178
5.2.3.1	Maillage et adimensionnement . . . . .	178
5.2.3.2	Conditions initiales et aux limites . . . . .	179
5.2.3.3	Asymétrie des flux . . . . .	181
5.2.4	Conclusion . . . . .	184
5.3	Expériences en soufflerie atmosphérique . . . . .	185
5.3.1	Dispositif expérimental . . . . .	185
5.3.2	Expériences . . . . .	188
5.3.2.1	Vitesse de sublimation de la glace carbonique . . . . .	188
5.3.2.2	Évolution morphologique . . . . .	188
5.3.2.3	Perturbation d'un lit plat . . . . .	189
5.3.3	Conclusion . . . . .	190
5.4	Conclusion . . . . .	191
<b>6</b>	<b>Discussion et conclusion</b>	<b>195</b>
6.1	Synthèse . . . . .	195
6.2	Discussion . . . . .	198
6.2.1	Modélisation de la diffusion et du transport de la vapeur à une interface glace-atmosphère : Implications et perspectives . . . . .	199
6.2.1.1	Modèle de migration des ondes . . . . .	199
6.2.1.2	Bilan de masse à la surface de <i>Gemina Lingula</i> . . . . .	201
6.2.1.3	Domaine d'application du modèle numérique . . . . .	203
6.2.2	Évolution du régime d'écoulement . . . . .	206
6.2.2.1	Antidunes et ondes de sédimentation sous l'eau : . . . . .	206
6.2.2.2	Nombre de Froude . . . . .	208
6.2.3	Conditions d'initiation des ondes de sédimentation . . . . .	209
6.2.3.1	Insolation et albédo . . . . .	209
6.2.3.2	Vents catabatiques . . . . .	210

---

6.2.3.3	Analogie terrestre des grandes ondes de sédimentation martiennes	213
6.2.4	Relation entre les structures éoliennes à la surface de la calotte polaire Nord de Mars	215
6.2.4.1	Les petites et les grandes ondes de sédimentation	215
6.2.4.2	Les escarpements	216
6.2.5	Les dépôts saisonniers de $CO_2$	217
6.3	Conclusion générale et perspectives	218
<b>A</b>	<b>Sedimentation waves on the Martian North Polar Cap : Analogy with megadunes in Antarctica</b>	<b>223</b>
<b>B</b>	<b>Démonstrations et méthodes numériques</b>	<b>235</b>
B.1	Théorème de Green-Ostrogradsky	235
B.2	Démonstration de l'équation de conservation de la masse	235
B.3	Démonstration de l'équation de transport-diffusion	236
B.4	Formulation faible des équations du problème	238
B.4.1	Équation de la dynamique	238
B.4.1.1	Formulation variationnelle	238
B.4.1.2	Schémas numériques	239
B.4.1.3	Terme de pression	240
B.4.2	Équation de transport-diffusion	240
B.4.2.1	Formulation variationnelle	240
B.4.2.2	Schémas numériques	241
<b>C</b>	<b>Modèle de turbulence</b>	<b>243</b>
C.1	Fermeture des équations RANS	243
C.2	Modèle k- $\epsilon$	244
C.3	Modèle numérique	244
C.4	Résultats préliminaires	245

---



# Liste des symboles

## CONSTANTES

$\sigma$	Constante de Stephan-Boltzmann = $5,67 \times 10^{-8}$ (W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-4</sup> )
$k_B$	Constante de Boltzmann = $1,38 \times 10^{-23}$ (J.K <sup>-1</sup> )

## NOMBRES SANS DIMENSION

$Fr$	Nombre de Froude
$Gr_m$	Nombre de Grashof massique
$Gr_T$	Nombre de Grashof thermique
$Mc$	Nombre de Mach
$Pe$	Nombre de Peclet
$Re_d$	Nombre de Reynolds du canal
$Re_k$	Nombre de Reynolds de l'onde
$Re_m$	Nombre de Reynolds moyen du canal
$Re_{\delta_d}$	Nombre de Reynolds de couche limite
$Sc$	Nombre de Schmidt
$Sh$	Nombre de Sherwood
$St$	Nombre de Stanton

## SYMBOLES GRECS

$\alpha$	Pente locale (deg)
$\alpha_s$	Angle entre l'azimuth du Soleil et l'azimuth de la pente (deg)
$\Delta\theta$	Angle de déphasage des contraintes (deg)
$\delta$	Angle de déclinaison solaire (deg)
$\delta_c$	Épaisseur de la couche limite de concentration (m)
$\delta_d$	Épaisseur de la couche limite dynamique (m)
$\varepsilon_{H_2O}$	Émissivité thermique de la glace d'eau
$\eta_p$	Longueur adimensionnée de la concentration pour la solution de Blasius

---

$\eta_u$	Longueur adimensionnée de la vitesse pour la solution de Blasius
$\gamma$	Paramètre de Pénalty
$\gamma_n$	Index adiabatique de l'espèce $n$ gazeuse
$\Gamma_{nf}$	Frontière $n_f$ du domaine de résolution numérique
$\iota$	Force inter-particules ( $\text{N.m}^{-1}$ )
$\Lambda$	Paramètre de découplage des équations $k$ et $\varepsilon$
$\lambda_r$	Longueur d'onde du rayonnement électromagnétique ( $\mu\text{m}$ )
$\mu$	Viscosité dynamique du fluide ( $\text{Pa.s}$ )
$\mu_T$	Viscosité dynamique turbulente ( $\text{Pa.s}$ )
$\nu$	Viscosité cinématique ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ )
$\Omega$	Latitude (deg)
$\omega$	Vitesse angulaire ( $\text{rad.s}^{-1}$ )
$\Omega_n$	Domaine de résolution numérique
$\omega_n$	Fraction massique de l'espèce $n$
$\Omega_{n_e}$	Élément de discrétisation
$\phi$	Angle d'azimuth relatif (deg)
$\rho$	Masse volumique de l'atmosphère ( $\text{kg.m}^{-3}$ )
$\rho_f$	Densité du fluide ( $\text{kg.m}^{-3}$ )
$\rho_n$	Concentration massique de l'espèce $n$ ( $\text{kg.m}^{-3}$ )
$\rho_p$	Masse volumique d'une particule solide ( $\text{kg.m}^{-3}$ )
$\rho_{l,H_2O}$	Masse volumique de l'eau liquide ( $\text{kg.m}^{-3}$ )
$\rho_{n,\infty}$	Concentration de l'espèce $n$ dans la zone d'écoulement libre ( $\text{kg.m}^{-3}$ )
$\rho_{n,w}$	Concentration de l'espèce $n$ à la paroi ( $\text{kg.m}^{-3}$ )
$\rho_{s,n}$	Masse volumique de l'espèce $n$ solide ( $\text{kg.m}^{-3}$ )
$\tau_n$	Contrainte pariétale normalisé
$\tau_p$	Contrainte tangentielle à la paroi (Pa)
$\tau_t$	Contrainte tangentielle (Pa)
$\Theta$	Facteur de pondération
$\theta$	Latitude (deg)
$\theta_r$	Angle d'émergence (deg)
$\theta_i$	Angle d'incidence solaire (deg)

## SYMBOLES LATINS

---

$\dot{M}_n$	Flux massique solide de l'espèce $n$ ( $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ )
$\dot{m}_n$	Flux massique total de l'espèce $n$ ( $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ )
$\dot{m}_{conv,n}$	Flux massique convectif de l'espèce $n$ ( $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ )
$\dot{m}_{diff,n}$	Flux diffusif de l'espèce $n$ ( $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ )
$\dot{m}_{H_2O n}$	Flux de vapeur d'eau normalisé
$\mathcal{P}_j$	Nœuds de discrétisation d'indice $j$
$\mathcal{R}(f)$	Résidus de l'équation $f$
$\mathcal{S}$	Surface d'un volume fluide ( $\text{m}^2$ )
$\mathcal{T}_{ht}$	Maillage
$\mathcal{V}$	Volume fluide ( $\text{m}^3$ )
$\vec{j}_n$	Flux diffusif vectoriel de l'espèce $n$ ( $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ )
$A$	Amplitude des ondes creux à crête (m)
$a$	Albédo bolométrique
$A_N$	Paramètre seuil de Bagnold
$A_B$	Coefficient de transfert
$AM$	Masse d'air traversé par une onde électromagnétique
$AR$	Rapport d'aspect (%)
$BD(\lambda_r)$	Profondeur de la bande d'absorption à la longueur d'onde $\lambda_r$
$c$	Célérité de la lumière ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$D$	Épaisseur de l'écoulement (m)
$d$	Diamètre des particules (m)
$d\omega_r$	Angle solide (sr)
$D_{a,b}$	Diffusivité massique ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ )
$D_{SM}$	Distance Soleil - Mars (m)
$E$	Bilan d'énergie de surface ( $\text{W.m}^{-2}$ )
$e$	Erreur de la fonction $f$
$e$	Excentricité de l'orbite martienne
$e_{L^2}$	Norme $L^2$ de l'erreur $e$
$ER$	Rapport d'extension d'un canal avec marche
$f$	Champ physique
$F_{cond}$	Flux de chaleur par conduction dans la glace ( $\text{W.m}^{-2}$ )
$F_E$	Flux d'émission thermique de la surface ( $\text{W.m}^{-2}$ )
$F_{H_2O}$	Flux de chaleur latente ( $\text{W.m}^{-2}$ )

---

$F_{inc_a}$	Flux d'incident d'énergie absorbé par la surface ( $\text{W.m}^{-2}$ )
$F_{IR}$	Flux de rayonnement thermique de l'atmosphère ( $\text{W.m}^{-2}$ )
$F_{scat}$	Flux de diffusion du rayon de lumière dans l'atmosphère ( $\text{W.m}^{-2}$ )
$F_{SH}$	Flux de chaleur sensible ( $\text{W.m}^{-2}$ )
$F_{sol}$	Flux d'insolation directe ( $\text{W.m}^{-2}$ )
$f_w$	Fréquence de propagation (Hz)
$g$	Angle de phase (deg)
$g_p$	Gravité de la planète ( $\text{m.s}^{-2}$ )
$H$	Hauteur de la marche (m)
$h$	Angle horaire (deg)
$H1$	Section d'entrée d'un canal rectangulaire (m)
$H2$	Section de sortie d'un canal rectangulaire (m)
$H_c$	Hauteur de condensation de la vapeur d'eau (m)
$H_m$	Vitesse de sublimation du solide ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$h_m$	Coefficient de transfert de masse convectif ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$H_{atm}$	Hauteur de l'atmosphère (m)
$ht$	Hauteur de l'élément de discrétisation (m)
$k$	Nombre d'onde ( $\text{m}^{-1}$ )
$L$	Longueur caractéristique (m)
$l_0$	Épaisseur de mélange par défaut (m)
$l_*$	Longueur de mélange turbulente (m)
$L_s$	Longitude solaire aérocentrique (deg)
$L_{sub}$	Chaleur latente de sublimation ( $\text{J.kg}^{-1}$ )
$LT$	Heure locale (h)
$m$	Puissance
$M_n$	Masse moléculaire de l'espèce $n$ (kg)
$m_n$	Masse molaire de l'espèce $n$ (kg)
$n$	Nombre d'espèce dans le mélange
$N_j$	Fonction de forme pour le nœud $j$
$P$	Barycentre des $n_p$ particules fluides
$p$	Pression totale (Pa)
$p_n$	Pression partielle de l'espèce $n$ (Pa)
$p_{n,sat}$	Pression de saturation de l'espèce $n$ (Pa)

---

$PR$	Colonne de l'espèce $n$ précipitable ( $\mu\text{m}$ )
$R_\lambda$	Réflectance bidirectionnelle
$R_n$	Constante du gaz parfait de l'espèce $n$
$R_{i,j}$	Tenseur des contraintes de Reynolds
$rm$	Rapport de mélange
$s(x,t)$	Équation de l'interface
$S_0$	Constante solaire martienne ( $\text{W.m}^{-2}$ )
$S_a$	Terme source de l'espèce $a$
$SH$	Humidité spécifique ( $\text{g.kg}^{-1}$ )
$U$	Vitesse caractéristique ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$u_*$	Vitesse de frottement ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$U_\infty$	Vitesse horizontale à l'infini ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$U_i$	Vitesse moyenne de l'écoulement turbulent ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$u'_i$	Vitesse fluctuante ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$u_i^*$	Vitesse instantanée du mouvement turbulent ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$U_{max}$	Vitesse horizontale maximum ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$U_{moy}$	Vitesse horizontale moyenne ( $\text{m.s}^{-1}$ )
$x_c$	Longueur critique du régime d'écoulement (m)
$x_f$	Longueur de maximum de flux (m)
$x_r$	Longueur de rattachement de l'écoulement (m)



# Chapitre 1

## Introduction

Les glaciers qui se forment à la surface des planètes répondent aux forçages climatiques. Les propriétés mécaniques et thermodynamiques de la glace confèrent aux glaciers une dynamique complexe. L'évolution de leurs surfaces résulte de la compétition entre les processus d'accumulation et d'ablation de la glace. Ce bilan de masse de glace est difficile à évaluer tant il est variable spatialement et temporellement. En effet, les interactions entre l'atmosphère et la cryosphère peuvent provoquer une distribution très hétérogène de la glace à la surface et favoriser l'émergence de zones d'ablations et de zones d'accumulation. Ceci peut se traduire par la formation de figures morphologiques à la surface des glaciers. Parmi les processus mis en jeu dans le contrôle de la forme des glaciers, la sublimation (et la condensation associée) n'est pas souvent considérée comme un agent géomorphologique majeur. En effet, à la surface de la Terre ce processus est rarement dominant vis à vis de la fonte, de l'écoulement glaciaire et du transport de particules. De ce fait l'observation d'objets morphologiques et de paysages formés par des processus de changement de phase de la glace entre l'état solide et l'état gazeux a donc fait l'objet de peu d'études.

Or ce processus a un rôle important voire dominant dans des environnements froids et secs pour lesquels la pression partielle de vapeur d'eau dans l'atmosphère est faible. Sur Terre, les glaciers tropicaux (par exemple le Kilimandjaro [Mölg et al., 2008]) et certaines zones de l'Antarctique (Antarctique de l'Est [Bintanja, 1999]) sont soumises à une sublimation intense. L'absence de compétition avec d'autres processus physiques, comme la fonte par exemple peut permettre l'émergence de figures singulières caractéristiques de l'action de la sublimation (par exemple les pénitents [Betterton, 2001]).

La sublimation et la condensation de la glace d'eau sont prépondérantes à la surface de Mars. La planète, située plus loin du Soleil que la Terre, subit des températures de surface très froides toute l'année (température d'équilibre = 210 K). De plus, son atmosphère ténue et très sèche ne permet pas la stabilité de l'eau liquide en surface. On observe aux pôles des accumulations conséquentes de glace d'eau qui forment les calottes polaires Nord et Sud. Actuellement, la glace de ces calottes s'écoule extrêmement lentement et le bilan de masse est contrôlé par les processus de surface. Les échanges de vapeur d'eau entre l'atmosphère et la cryosphère, selon les saisons, alimentent un cycle de l'eau extrêmement actif dominé par la sublimation et la condensation. Compte tenu de ces conditions climatiques, des formes associées à la sublimation et à la condensation de la glace doivent émerger à la surface des calottes.

À la surface de la calotte polaire Nord de Mars, la surface topographique est dominée par l'alternance de rides et de creux nommées dépressions en spirales. Ces structures ont fait l'objet de nombreuses études et d'hypothèses de formation [Cutts et al., 1979; Squyres, 1979; Weijermars, 1986; Howard et al., 1982; Fisher, 1993; Ivanov and Muhleman, 2000; Pathare and Paige, 2005;

Ng and Zuber, 2006; Rodriguez et al., 2007; Tanaka et al., 2008; Massé et al., 2010; Smith and Holt, 2010; Smith et al., 2013]. La majorité d'entre elles favorisent un rôle prépondérant de la sublimation dans la formation de ces dépressions en spirales. L'observation récente de données radar révèle que ces rides migrent à contre-sens de l'écoulement au cours de leur formation en faveur d'une distribution asymétrique de la glace en surface [Smith and Holt, 2010]. Cette observation atteste que la dynamique singulière de ces objets peut résulter d'une action combinée du vent et de la sublimation [Smith et al., 2013]. En effet, le vent va favoriser les échanges convectifs et de ce fait, renforcer l'action de la sublimation comme agent géomorphologique. Néanmoins, d'autres processus tels que l'écoulement glaciaire, l'insolation ou le transport de particules peuvent être impliqué dans leur formation.

Parallèlement, une dynamique analogue a été observée sur Terre. De vastes champs de mégadunes se développent à la surface de l'Antarctique [Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002]. L'étude de la morphologie de surface et de la structure interne a démontré que ces objets migrent également à contre-sens du vent au fur et à mesure de leur croissance. Dans ce cas, la dynamique privilégiée pour la formation de ces mégadunes implique une redistribution asymétrique de la glace entre les deux faces de l'onde par transport éolien de particules [Frezzotti et al., 2002].

L'observation de la surface des glaciers révèle donc la formation d'ondes d'accumulation de glace qui migrent à contre-sens du vent au cours de leur formation. Ces structures résultent d'une interaction complexe avec l'atmosphère. Si les récentes études apportent des clés pour la compréhension de la morphologie et de la dynamique de ces objets [Howard, 2000; Frezzotti et al., 2002; Smith and Holt, 2010; Smith et al., 2013; Dadic et al., 2013] de nombreux points restent énigmatiques. En effet, la migration des ondes résulte d'une distribution asymétrique de la glace, néanmoins quel est le rôle respectif de la sublimation, de la condensation et du transport de particules à la surface de ces structures ? Comment le vent interagit avec la surface ? Quels sont les paramètres qui favorisent le dépôt de la glace à l'amont plutôt qu'à l'aval de ces structures ? L'asymétrie d'accumulation résulte-t-elle d'une asymétrie dans le bilan de masse du glacier ? Peut-on établir une analogie entre les dépressions en spirales sur la calotte polaire Nord de Mars et les mégadunes en Antarctique ? Existe-t-il d'autres morphologies répondant à la même dynamique ? Quel est le rôle de l'écoulement de la glace dans la formation de ces structures ?

L'objectif de cette thèse est donc de déterminer le rôle de la sublimation et de la condensation dans le développement d'objets morphologiques à la surface des glaciers. Ainsi, j'ai mené deux études complémentaires. La première est une étude basée sur l'observation de l'influence de la sublimation/condensation sur des formes présentes à la surface de la calotte polaire Nord de Mars et de l'Antarctique. La seconde est basée sur la quantification du processus de sublimation/condensation par modélisation des flux de vapeur d'eau à l'interface air-glace.

Le premier chapitre vise à répertorier les processus impliqués dans les phénomènes de dépôt, de transport et d'ablation de la glace dans des environnements froids et secs où l'action de la fonte est réduite, voire nulle. Pour cela nous comparons deux environnements : l'Antarctique sur Terre et la calotte polaire Nord de Mars. Le vent qui souffle à la surface de ces vastes étendues engendre une redistribution hétérogène des dépôts de glace à la surface. L'émergence de formes très variées révèle la complexité des interactions physiques entre la glace et l'air.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude des morphologies de surfaces et des propriétés de la glace. J'ai étudié en particulier de petites ondes topographiques ( $\lambda = 10$  km) observées à la surface de la calotte polaire Nord de Mars et superposées aux dépressions en spirales. J'ai analysé ces objets grâce l'interprétation de données complémentaires de topographie, de radar, d'imagerie et de spectroscopie. Les caractéristiques des données et les méthodes d'analyses sont présentées dans



---

la première partie de ce chapitre. L'étude de la morphologie et de la composition de surface est réalisée dans un second temps. Les résultats de la caractérisation de ces petites ondes topographiques sont discutés et comparés aux observations d'ondes de glace à la surface de la calotte martienne et aux mégadunes de neige en Antarctique.

Le troisième chapitre présente le développement et la validation d'un code numérique capable de prendre en compte le transfert de masse par sublimation/condensation et le transport de la vapeur d'eau par le vent à la surface d'un glacier. Les équations caractéristiques inhérentes aux problèmes de sublimation et de condensation de la glace et du transport de la vapeur d'eau par le vent sont établies. L'approximation des champs dans le domaine numérique est résolue par la méthode des éléments finis. La validation du modèle passe par la comparaison de nos résultats avec une série de cas tests issus de la littérature. Ces derniers nous permettent de déterminer les paramètres optimaux pour obtenir une meilleure précision numérique et une meilleure stabilité.

Le quatrième chapitre vise à appliquer le modèle, présenté et développé au chapitre 3 précédent, à l'étude des flux de vapeur à la surface des glaciers. On s'attachera en particulier à étudier la répartition des flux de vapeur d'eau au-dessus d'une interface glace/atmosphère ondulée soumise à l'influence d'un écoulement atmosphérique. Pour cela nous réalisons une première application à de petites rides à la surface de la glace en Antarctique et dans un second temps nous adaptons le modèle à l'étude d'ondes topographiques à la surface de la calotte polaire Nord de Mars.

Enfin, dans le dernier chapitre, après une synthèse des résultats obtenus au cours de cette thèse, nous proposons un modèle de dynamique des ondes de glace qui réconcilie les observations morphologiques et les résultats des modélisations numériques. Le domaine de stabilité et d'application du code numérique sera discuté ainsi que les développements nécessaires à son amélioration. De plus, les conditions requises à l'initiation de ces morphologies seront discutées. En effet, à la surface de la calotte polaire Nord de Mars on observe plusieurs objets morphologiques qui semblent répondre aux mêmes processus physiques. Quel est le lien entre ces figures ? Enfin, nous proposons une conclusion générale.



## Chapitre 2

# L'interaction atmosphère/cryosphère comme agent morphologique à la surface des glaciers

La cryosphère et l'atmosphère constituent un système étroitement lié et sensible. Les rétroactions entre ces deux entités peuvent engendrer une redistribution de la glace à la surface des glaciers à différentes échelles spatiales et temporelles. Cette redistribution peut aboutir à la création de formes d'accumulation, d'ablation et de transport.

Dans une première partie, nous présenterons l'implication des processus d'accumulation, d'ablation et de transport de la glace par le vent dans la formation d'objets morphologiques variés à la surface des glaciers. Nous nous baserons en particulier sur les observations et les études effectuées à la surface de la calotte Antarctique. Dans la seconde partie de cette revue bibliographique, nous présenterons les caractéristiques principales de la calotte polaire Nord de Mars et des objets morphologiques observés à sa surface.

### 2.1 Interaction entre la cryosphère et le vent

Pour des conditions climatiques favorables, on observe la formation d'un glacier (Fig. 2.1). La croissance du glacier est sensible entre autre aux changements de phase de la glace et à l'accumulation de particules de glace. Le vent qui souffle à sa surface engendre des frottements. Ces interactions entre la surface et le vent peuvent former des objets morphologiques associés à la redistribution de la glace par le vent et au transfert de masse de la vapeur d'eau.

#### 2.1.1 Bilans glaciaires

Les glaciers se forment par accumulation de couche de glace qui subissent au cours du temps des transformations en réponse à des forces mécaniques et/ou des flux de chaleur. Ceux-ci affectent les propriétés physiques des grains de glace. La compétition entre les différents forçages va favoriser ou non la croissance du glacier.

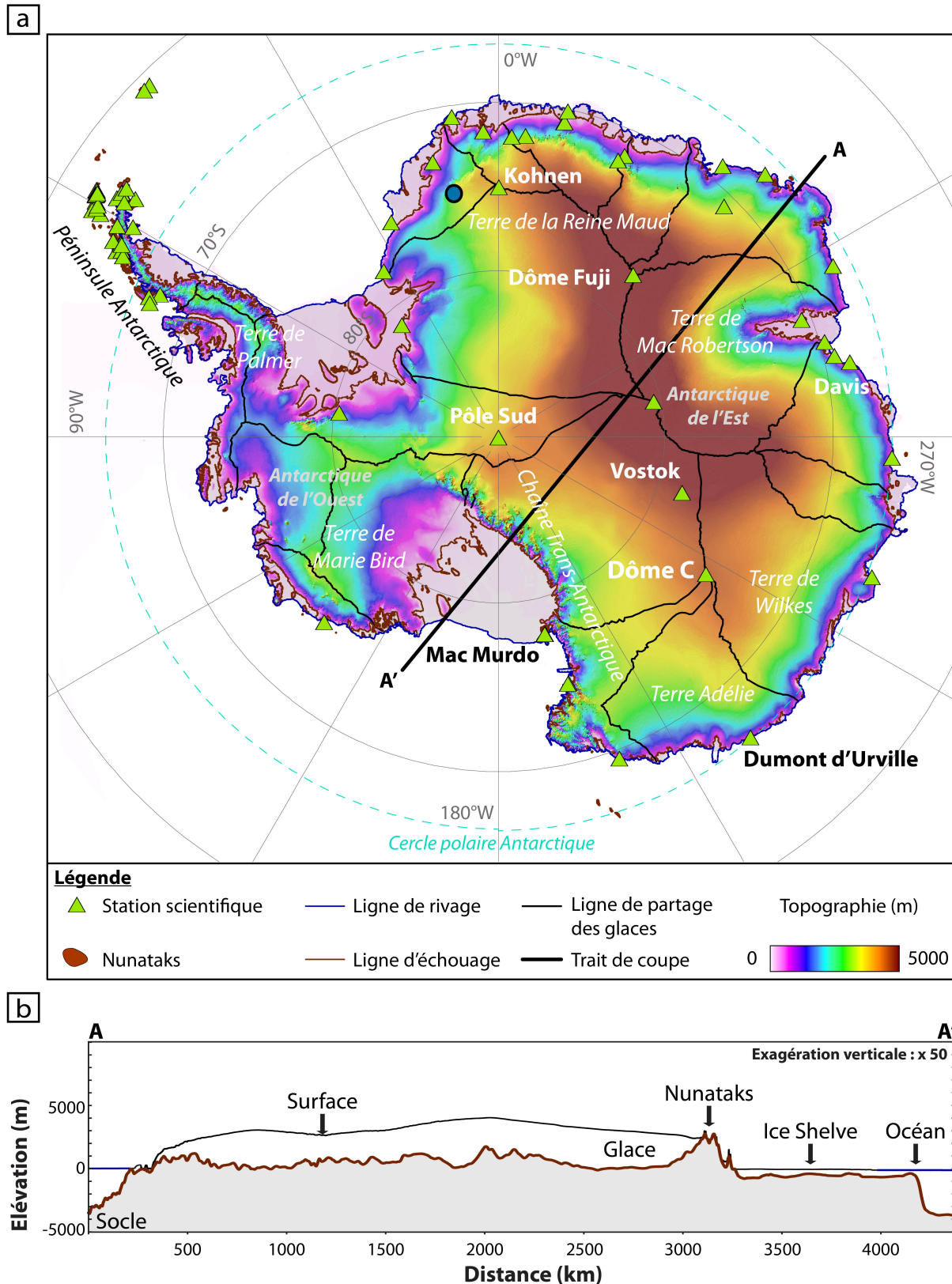


FIGURE 2.1 – (a) Carte topographique de l'Antarctique superposée à un relief ombré. Le point bleu situé dans la région de la Terre de la Reine Maud indique l'emplacement d'une zone de glace bleue étudiée au Chapitre 5. (b) Coupe topographique selon AA' de la surface (trait noir) et du socle rocheux (trait marron) de l'Antarctique. Données BEDMAP2 [Fretwell et al., 2013] (SCAR Antarctic Digital Database). Les *ice shelves* ou plateformes de glace correspondent à de vastes étendues de la calotte qui flottent à la surface de l'océan. Elles sont soumises entre autre au vêlage et à la fonte. Les nunataks correspondent à l'émergence d'une montagne au-dessus de la glace de la calotte.

### 2.1.1.1 Accumulation de glace

Les glaciers résultent de l'accumulation et de la persistance de la glace dans des environnements froids à la surface des planètes. Généralement, la glace s'accumule par précipitation de neige formée au sein de nuages de condensation ou bien par condensation directe de la glace sur la surface [Benn and Evans, 2010]. Sur Terre le premier processus est souvent dominant.

Les grains de glace présentent des formes extrêmement variées en fonction de leur conditions de formation et de leur évolution au cours du temps [Magono, 1962; Libbrecht, 2005]. En effet, après leur formation ils subissent une série de modifications qui vont altérer leur forme et leur taille, c'est ce que l'on nomme la métamorphose de la neige. Le cristal de glace peut être modifié par action mécanique. Par exemple, sous l'influence du vent les grains se brisent et deviennent plus petits et plus ronds. Ils peuvent également être modifiés thermodynamiquement par transport de la vapeur d'eau soit par sublimation/condensation soit par fonte/regel. Dans le cadre de cette étude, nous nous concentrons sur les processus qui affectent l'évolution de la glace sèche (pas de phase liquide). Le transfert de vapeur d'eau par sublimation et re-condensation à tendance à arrondir les bords des cristaux et à faire disparaître les petits grains [Colbeck, 1983].

Les propriétés physiques de la glace lui confèrent un caractère cohésif. L'enchevêtrement des cristaux est d'autant plus marqué que leur forme est dendritique (cohésion de feutrage). De plus, les transferts de vapeur d'eau par sublimation et condensation permettent de souder ensemble les grains par la création de ponts de glace au niveau des points de contacts (cohésion de frittage) [Schmidt, 1980; Colbeck, 1983].

La glace accumulée en surface est progressivement enfouie par les nouveaux apports et mène à la formation d'un glacier. Le tassement de la glace augmente la densité des dépôts et la taille des grains par métamorphisme. Selon les conditions de dépôts les couches de glaces formées auront des propriétés caractéristiques (taille de grain, rugosité, teneur en poussière...) différentes.

### 2.1.1.2 Bilan d'énergie

Les glaciers sont des réservoirs de glace qui échangent de l'énergie et de la masse en permanence avec l'atmosphère [Benn and Evans, 2010]. Le forçage climatique à la surface des glaciers évolue au cours des saisons et de la position sur la planète. L'énergie reçue et renvoyée par la glace peut provoquer des changements de phase et/ou des changements de température de surface, qui affectent le gain et la perte de masse des glaciers [Cullen et al., 2007; van den Broeke et al., 2009; Bliss et al., 2011].

La somme de toutes les contributions énergétiques (pertes et gains) permet de définir le bilan d'énergie de surface  $E$  à l'équilibre mesuré en  $\text{W.m}^{-2}$  (Eq. 2.1) [Paterson and Cuffey, 1994; Benn and Evans, 2010; Appéré, 2012] :

$$E = F_{inc_a} - F_E + F_{cond} + F_{SH} + F_{H_2O} \approx 0 \quad (2.1)$$

- $F_{inc_a}$  : Flux d'énergie incident absorbée par la glace d'albédo  $a$  (radiation solaire). Ce terme de gain d'énergie contrôle en majorité la température de surface de la glace [Benn and Evans, 2010]. Il est dépendant du flux d'insolation solaire directe  $F_{sol}$ , du flux solaire indirect par diffusion des rayons de la lumière dans l'atmosphère  $F_{scat}$  et du flux d'émission thermique de l'atmosphère chauffée par le Soleil  $F_{IR}$ .
- $F_E$  : Flux d'émission thermique de la surface. La glace perd de l'énergie par rayonnement infrarouge vers l'atmosphère (Eq. 2.2).

$$F_E = \varepsilon_{H_2O} \sigma T_w^4 \quad (2.2)$$

Avec :

- $\varepsilon_{H_2O} = 0,95$  (sans unité), l'émissivité thermique de la glace d'eau.
- $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ , la constante de Stephan-Boltzmann.
- $T_w$ , la température de surface.
- $F_{cond}$  : Flux de chaleur par conduction dans la glace. L'énergie en surface est transmise aux couches de glace sous-jacentes selon une distribution qui est fonction des flux de surface, du flux géothermique à la base, de la conductivité thermique de la glace et de l'épaisseur de la calotte [Larsen and Dahl-Jensen, 2000; Hvidberg, 2003].
- $F_{SH}$  : Flux de chaleur sensible. Transfert de chaleur par convection entre la surface et l'atmosphère lié à un gradient de température. Lorsqu'il y a du vent, la friction de l'air sur la surface et dans l'atmosphère provoque un échauffement qui peut participer à une élévation significative de la température [Paterson and Cuffey, 1994; Benn and Evans, 2010].
- $F_{H_2O}$  : Flux de chaleur latente associé au changement de phase de la glace d'eau (Eq. 2.3). Le flux massique  $\dot{m}_{H_2O}$  entre la glace et l'atmosphère est lié au flux d'énergie par le terme de chaleur latente de sublimation  $L_{sub}$ . Selon la convention choisie, si  $\dot{m}_{H_2O} > 0$  alors la vapeur d'eau condense et si  $\dot{m}_{H_2O} < 0$  alors la glace sublime. De ce fait, pendant une période de sublimation le flux de vapeur d'eau  $F_{H_2O}$  est négatif et participe au refroidissement de la surface (perte). À l'inverse, en période de condensation, le flux  $F_{H_2O}$  est positif et de l'énergie est apportée à la surface (gain).

La sublimation et la condensation de la glace sont dépendantes de la pression et de la température à proximité de la surface [Wagner et al., 2011]. La valeur du flux massique  $\dot{m}_{H_2O}$  peut-être déterminée par la relation issue de la théorie de la cinétique des gaz (Eq. 2.4) [Paterson and Cuffey, 1994; Ivanov and Muhleman, 2000; Dundas and Byrne, 2010].

$$F_{H_2O} = L_{sub} \dot{m}_{H_2O} \quad (2.3)$$

$$\dot{m}_{H_2O} = \frac{M_{H_2O}}{k_B T_w} A_B U_\infty (P_{H_2O} - P_{sat,H_2O}) \quad (2.4)$$

Avec

- $M_{H_2O} = 2,99 \times 10^{-26} \text{ kg}$ , la masse moléculaire de l'eau.
  - $k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ , la constante de Boltzmann.
  - $T_w$ , la température de surface.
  - $A_B$ , le coefficient de transfert qui traduit les échanges complexes entre l'écoulement turbulent et la surface et est généralement fixée entre 0,002 et 0,004 [Ingersoll, 1970; Paterson and Cuffey, 1994; Benn and Evans, 2010].
  - $U_\infty$ , la vitesse du vent de référence.
  - $P_{H_2O}$  et  $P_{sat,H_2O}$ , respectivement la pression partielle et la pression de saturation de la vapeur d'eau à la température  $T_w$  considérée.
- Si  $P_{H_2O} > P_{sat,H_2O}$  alors la glace condense à la surface et si  $P_{H_2O} < P_{sat,H_2O}$  alors la glace sublime à la surface.



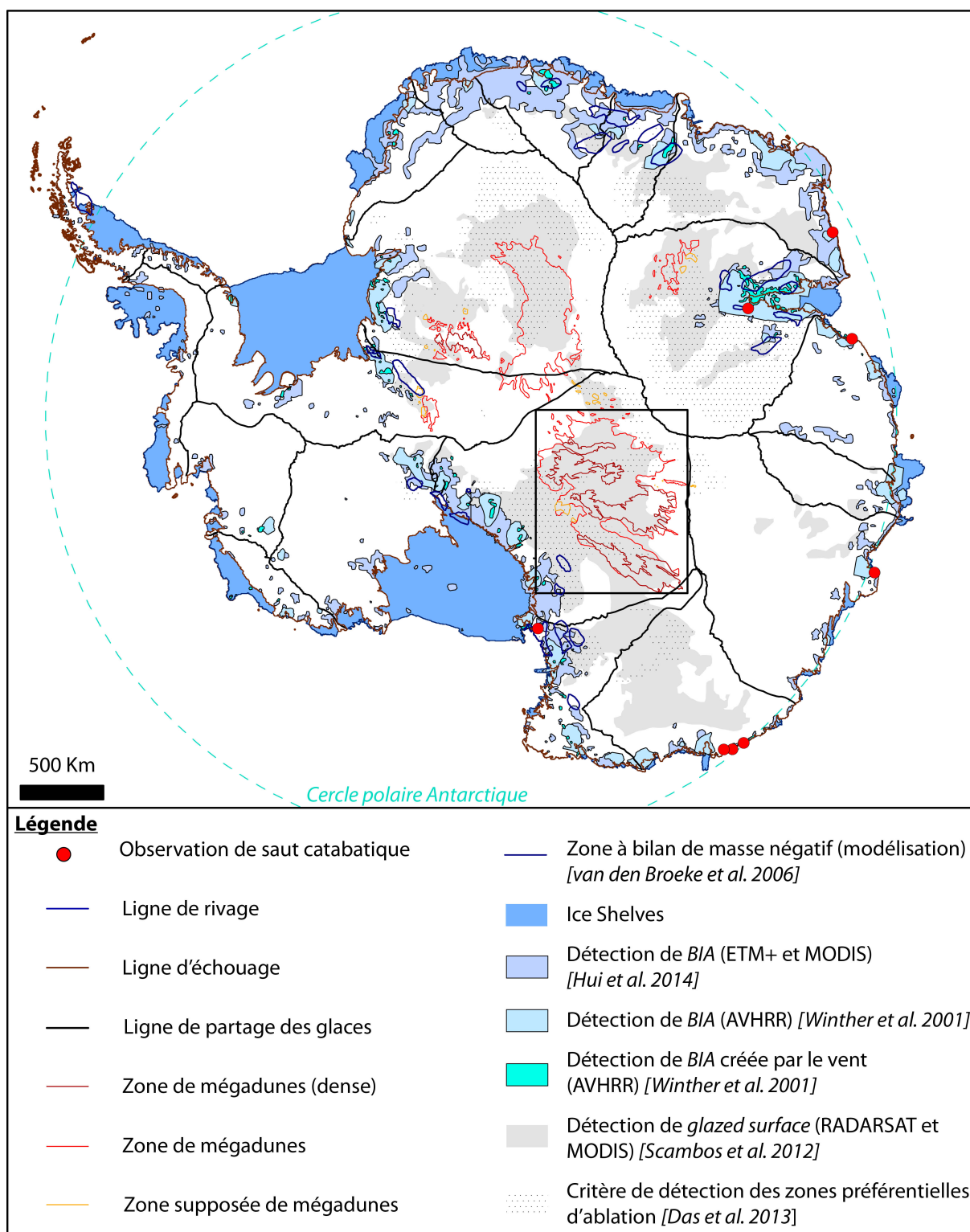


FIGURE 2.2 – Carte des surfaces associées à une ablation nette de la glace (bleu) ou une accumulation faible de la glace (gris et rouge) en Antarctique. Les zones blanches correspondent à des zones d'accumulation nette de la glace. L'extension des champs de mégadunes est déduite d'une image RADARSAT [Liu et al., 2001]. Les positions des sauts catabatiques sont issues de références bibliographiques indiquées à la section 2.1.2.1. Les contours des lignes de rivage, d'échouage et de partage des glaces et les *ice shelves* sont issus de la base de donnée *Antarctic Digital Database* (données topographiques BEDMAP2 [Fretwell et al., 2013]).

### 2.1.1.3 Bilan de masse

Les processus d'accumulation et d'ablation peuvent se produire partout à la surface du glacier mais pas avec la même intensité au cours du temps. Le bilan de masse d'une surface de glace traduit la somme de tous les gains apportés par accumulation et de toutes les pertes par ablation sur une période donnée. Généralement on la considère sur une année pour un cycle d'accumulation et d'ablation complet [Paterson and Cuffey, 1994]. Au sein d'un glacier on observe des zones d'accumulation nettes et des zones d'ablation nettes à l'échelle de l'année (Fig. 2.3). La somme de ces deux composantes permet de définir si un glacier est en accretion ou en régression.

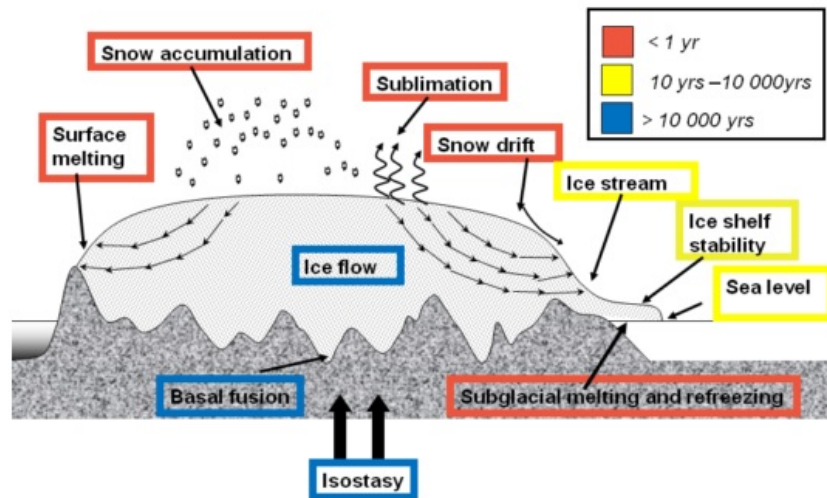


FIGURE 2.3 – Schéma des mécanismes associés à la dynamique des calottes polaires. Les temps de réaction aux changements climatiques sont variables selon les processus physiques [Rémy and Parouty, 2009].

La glace qui se dépose dans les zones d'accumulation, est enfouie puis transportée vers les zones d'ablation par fluage de part et d'autre des lignes de partage des glaciers et dont la vigueur dépend en outre de la température de la glace (Fig. 2.3, 2.1 (a), 2.2, 2.15) [Fisher, 2000; Rignot et al., 2011]. Les zones d'ablation et d'accumulation sont séparées par la ligne d'équilibre des glaces (ELA) qui fluctue au cours du temps en fonction du bilan de masse (Fig. 2.3) [Benn and Evans, 2010].

Les processus d'ablation de la glace sont très variés (fonte, sublimation, éboulement, vèlage, transport par le vent...). Généralement sur Terre, l'ablation est dominée par la fonte. Néanmoins dans des régions très froides et sèches comme les glaciers tropicaux ou en Antarctique, on observe des zones dont la perte de masse est largement dominée par la sublimation [Frezzotti et al., 2004; Cullen et al., 2007; Benn and Evans, 2010; Bliss et al., 2011].

L'apport de chacune de ces contributions révèle que le bilan de masse global des glaciers est extrêmement complexe (Fig. 2.2) et difficile à évaluer notamment par manque de contraintes sur le terrain et des différents temps de réponse aux forçages climatiques locaux et globaux [Rémy and Frezzotti, 2006; van den Broeke et al., 2009]. Ceci est d'autant plus valable à la surface des grandes étendues de glace des calottes polaires.

En Antarctique, l'incertitude sur les taux d'accumulation à la surface des calottes résulte de l'extrême variabilité temporelle et spatiale des contributions du bilan de masse de surface telles que la sublimation et le transport de la neige par le vent [Rémy and Frezzotti, 2006]. Le vent redistribue de manière non homogène la glace sur des distances variables et multiplie l'émergence de zones d'ablation à la surface des glaciers (Fig. 2.2) [Das et al., 2013]. De plus, la sublimation



augmente drastiquement la perte de masse dans certaines zones [Déry and Yau, 2002; Frezzotti et al., 2004; van den Broeke et al., 2009]. Il apparaît que ces processus sont mal connus et que leurs contributions sont probablement sous-évaluées ce qui altère la détermination du bilan de masse globale [Genthon and Krinner, 2001; Bintanja, 2001; Déry and Yau, 2002; Frezzotti et al., 2004; Rémy and Frezzotti, 2006; van den Broeke et al., 2009; Lenaerts et al., 2012; Das et al., 2013].

### 2.1.2 Transport de la glace par le vent

Le vent exerce des contraintes sur les surfaces qui peut permettre le transport de la glace à différentes échelles et être à l'origine de l'émergence d'objets morphologiques éoliens. S'il est suffisamment puissant il peut mettre en mouvement des particules de glace. De plus, à l'interface atmosphère/glace le vent favorise les échanges entre ces deux réservoirs en transportant la vapeur d'eau dans des zones où elle peut potentiellement se condenser.

#### 2.1.2.1 Le vent

Le vent qui interagit avec la surface de glace se développe dans la couche limite atmosphérique dont les caractéristiques vont être dépendantes des propriétés de l'interface et de l'atmosphère. Dans les environnements polaires, on observe le développement de vents catabatiques qui dévalent les pentes glacées sous l'influence de la gravité. Au cours de cette thèse nous avons étudié deux environnements polaires : l'Antarctique et la calotte polaire Nord de Mars. Aux pôles, la direction des vents est affectée par la rotation de la planète.

**Couche limite atmosphérique :** La couche limite atmosphérique désigne la portion de l'atmosphère dont la dynamique est affectée par la surface [Stull, 1988]. Les différents forçages (chauffage radiatif, rugosité, friction, transport de particules et de vapeur) peuvent faire modifier rapidement ses caractéristiques notamment son épaisseur qui peut varier de la centaine de mètres au kilomètre. La présence de tourbillons de dimensions variables traduit le caractère turbulent de la couche limite atmosphérique.

L'advection de la couche limite atmosphérique est le résultat de l'écoulement de la masse d'air selon des gradients de pression. Le vent qui s'écoule en surface (couche limite dynamique) subit une friction qui provoque le retard des couches d'air proches de l'interface. Cet effet diminue avec l'altitude  $y$ . Les mesures de vent attestent que la vitesse de la couche limite turbulente est proportionnelle au logarithme de l'altitude et suit une distribution verticale  $u(y)$  déterminée par l'équation 2.5 (Fig. 2.4) [Bagnold, 1954].

$$u(y) = \frac{u_*}{\kappa} \left[ \ln \left( \frac{y}{z_0} \right) \right] \quad (2.5)$$

Avec  $u_*$  la vitesse de frottement (m/s),  $\kappa$  la constante de Von Karman ( $\kappa = 0,41$ ), et  $z_0$  la rugosité aérodynamique de la surface (m).

La rugosité aérodynamique  $z_0$  traduit le fait que la vitesse s'annule pour une hauteur non nulle au-dessus de la surface (Fig. 2.4 (b)) [Bagnold, 1954]. Cette hauteur dépend de la taille des irrégularités de la surface. Dans le cas d'un lit plat, on considère qu'elle dépend du diamètre  $d$  des particules et obéit à la relation  $z_0 = d/30$  (Théorie de Prandtl) [Bagnold, 1954; Greeley and Iversen, 1985].

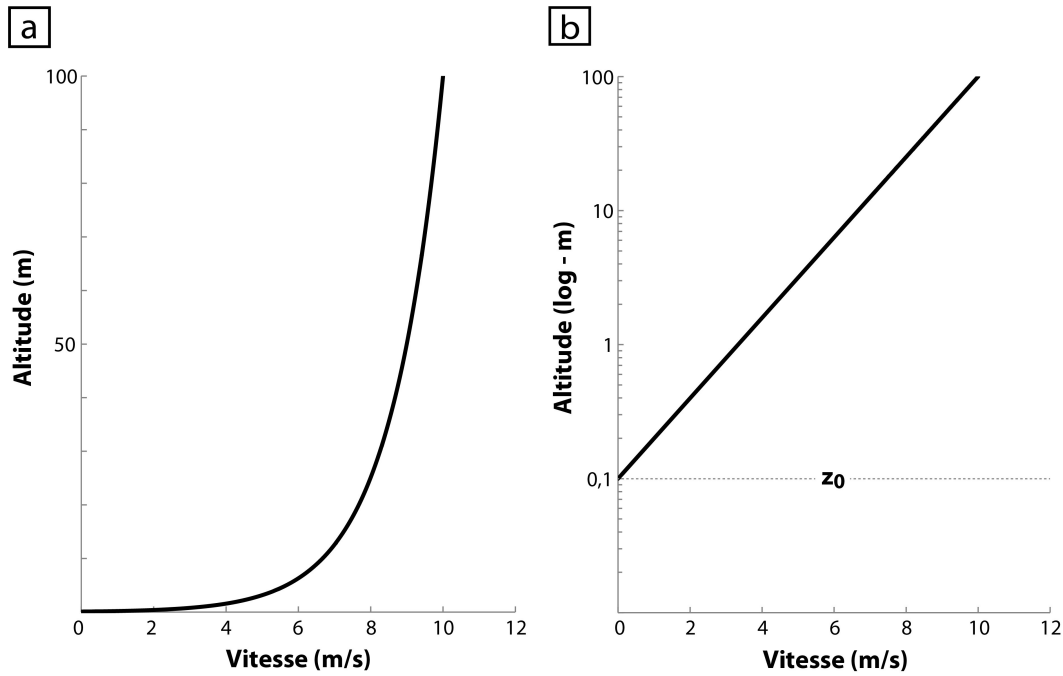


FIGURE 2.4 – (a) Profil d'écoulement turbulent calculé par l'équation 2.5. (b) Détermination de l'ordonnée à l'origine du profil de vitesse logarithmique. Cette ordonnée à l'origine (m) correspond à la rugosité aérodynamique  $z_0$ . Dans l'exemple,  $z_0 = 0,1$  m pour une vitesse de référence  $U_\infty = 10$  m/s à  $y = 100$  m.

La vitesse de frottement  $u_*$  traduit quant à elle le cisaillement exercé sur le fluide par l'interface. Elle est fonction de la densité du fluide  $\rho_f$  et de la contrainte de friction à la paroi  $\tau_p$  tel que  $u_* = (\tau_p/\rho_f)^{1/2}$ . La signification de la contrainte de friction sera détaillée au Chapitre 3.

**Les vents catabatiques :** Les vents catabatiques sont des vents de pente qui résultent d'une inversion du gradient de température de l'air proche de la surface [Ball, 1956; Parish and Waight III, 1987; Parish and Bromwich, 1991; Spiga, 2011]. L'air froid plus dense que l'air qui le surmonte dévale la pente sous l'effet de la gravité. Une forte stratification thermique, un gradient de pression faible et une pente raide intensifient cet événement. Ils peuvent être violents, rapides et persistants [Ball, 1956; Parish and Waight III, 1987]. Le maximum de vitesse est atteint relativement près de la surface (de l'ordre de 100 m à la surface des calottes polaires de Mars et de l'Antarctique) et l'interaction avec la surface est grande. Ces vents se forment fréquemment sur les surfaces glacées telles que les calottes polaires (Fig. 2.5). Les lignes d'écoulement convergent vers des bassins de drainage (Fig. 2.5) où leurs directions sont forcées par des contraintes topographiques [Bromwich et al., 1990].

Lorsque ces vents subissent un changement de pente brutal ou au-delà d'une limite seuil [Pétré and André, 1991] il peut se créer un phénomène de saut catabatique. Celui-ci se caractérise par une augmentation brutale de l'épaisseur de l'écoulement due à une variation du gradient de pression au sein de celui-ci [Pétré and André, 1991]. Ce phénomène est analogue au phénomène de ressaut hydraulique que l'on peut observer en aval d'une chute d'eau par exemple. Cette zone est souvent caractérisée par la formation de nuages et/ou de dépôt de cristaux de neige. Des sauts catabatiques à la surface du continent antarctique ont été observés près des stations et des côtes (Fig. 2.2) [Lied, 1964; Pétré and André, 1991]. Leur répartition sur le continent et leur fréquence ne sont cependant pas bien documentées.

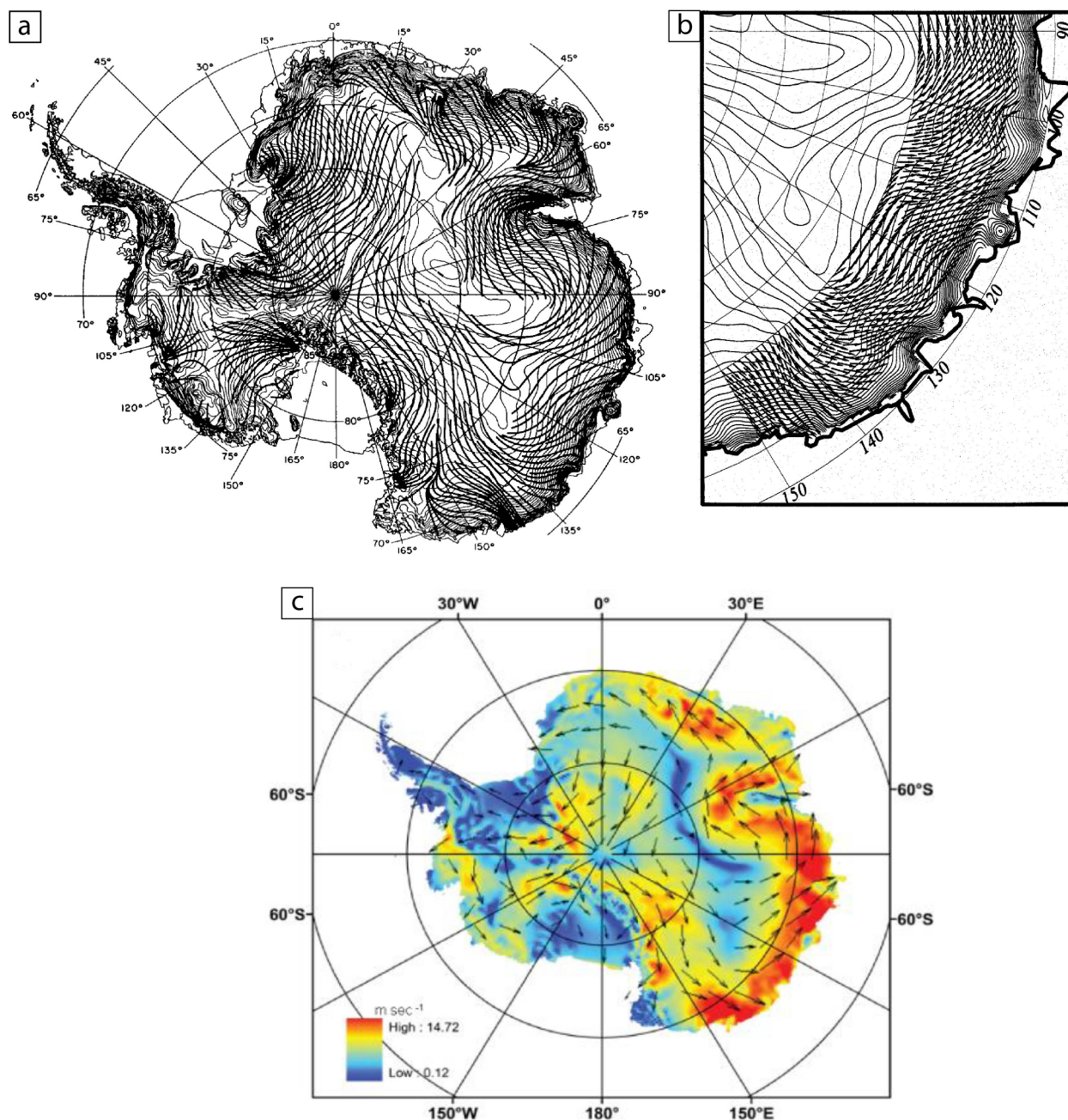


FIGURE 2.5 – (a) Trajectoires des vents catabatiques (traits noirs) à la surface de l’Antarctique déterminées par modélisation numérique [Parish and Bromwich, 1991]. (b) Direction du vent (flèches noires) déduites de mesures par diffusiomètre (Seasat) sur des sastrugi en Antarctique [Legrésy, 1998]. (c) Modélisation numérique RACMO2 [van Lipzig et al., 2004] de la direction des vents (vecteurs) et de leur vitesse (rampe de couleur) [Das et al., 2013].

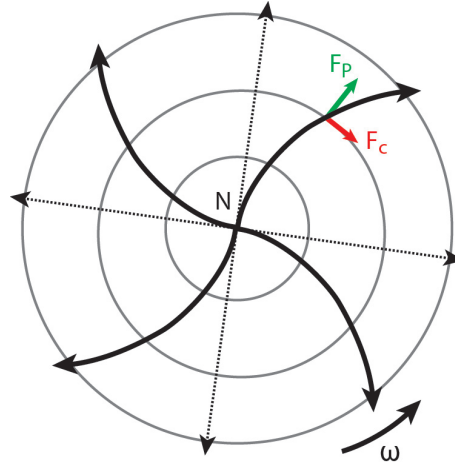


FIGURE 2.6 – Schéma de principe de la force de Coriolis au pôle Nord. Dans un système qui tourne à une vitesse  $\omega$ , la force de Coriolis  $F_c$  agit perpendiculairement à la force de pression  $F_p$  (qui contrôle l'orientation du vent dans un système sans rotation). La flèche noire correspond à l'orientation de l'écoulement résultant.

**Déviations des vents aux pôles :** La rotation des planètes engendre l'apparition d'un effet additionnel qui agit sur les masses fluides en mouvement : la force de Coriolis. On la qualifie de "pseudo-force" car ce n'est pas à proprement parlé une force puisqu'elle ne résulte pas d'une interaction physique mais elle permet d'exprimer un changement de la mécanique de l'écoulement dans un référentiel tournant non Galiléen [Stull, 1947]. La force de Coriolis agit perpendiculairement au mouvement de l'écoulement et le dévie vers la droite dans l'hémisphère Nord (Fig. 2.6) et vers la gauche dans l'hémisphère Sud.

$$F_c = 2\omega \sin(\Omega) U_\infty \quad (2.6)$$

Cette force  $F_c$  est fonction de la vitesse angulaire  $\omega$  de la planète, de la latitude  $\Omega$  à laquelle on se place et enfin de la vitesse de référence du vent  $U_\infty$  (Eq. 2.6). La force de Coriolis est d'autant plus importante que l'on se situe près des pôles et nulle à l'équateur. Pour une vitesse de vent de 10 m/s, on obtient  $F_c \approx 1,4 \times 10^{-3}$  N, pour les pôles terrestres et martiens (Tab. 2.2 - Section 2.2.3.1).

En Antarctique, la mesure de la direction des vents par l'étude de l'orientation des sastrugi [Rémy et al., 1992] atteste de leur déviation vers la gauche (Fig. 2.5 (b)). Ce paramètre est pris en compte pour les modélisations numériques des vents (Fig. 2.5 (a) et (c)) [Parish and Bromwich, 1991; Bromwich et al., 1990; van den Broeke and Bintanja, 1995; Parish and Bromwich, 1998; van Lipzig et al., 2004]. L'angle de déviation des vents due à la force de Coriolis est de l'ordre de  $30^\circ$  à  $50^\circ$  [Parish and Bromwich, 1998]. Néanmoins, la topographie de la calotte Antarctique étant irrégulière, il est difficile d'observer une signature claire de cet effet. C'est avant tout cette topographie qui contrôle la direction des vents de pente, du centre du dôme vers les bords de la calotte (Fig. 2.5).

### 2.1.2.2 Transport de la neige par le vent

Le vent qui s'écoule sur une surface de neige engendre des frictions qui peuvent permettre la mise en mouvement des particules. Le transport de la neige par le vent est généralement traité comme le transport de particules de sable [Bagnold, 1954; Pomeroy and Gray, 1990]. Le mouvement des particules peut s'effectuer par reptation (pas de soulèvement des particules), par saltation (soulèvement selon une trajectoire balistique, concerne les premiers centimètres au-dessus du sol)

## 2.1. INTERACTION ENTRE LA CRYOSPHERE ET LE VENT

et par suspension (ou diffusion turbulente - advection verticale dans l'atmosphère) (Fig. 2.7). À la faveur d'impacts entre les particules l'énergie transmise peut être suffisante pour engendrer un arrachement et un mouvement d'autre particules (effet *splash*) [Bagnold, 1954]. La neige se re-dépose ensuite à la faveur d'un ralentissement de la vitesse du vent, ou d'une saturation du flux.

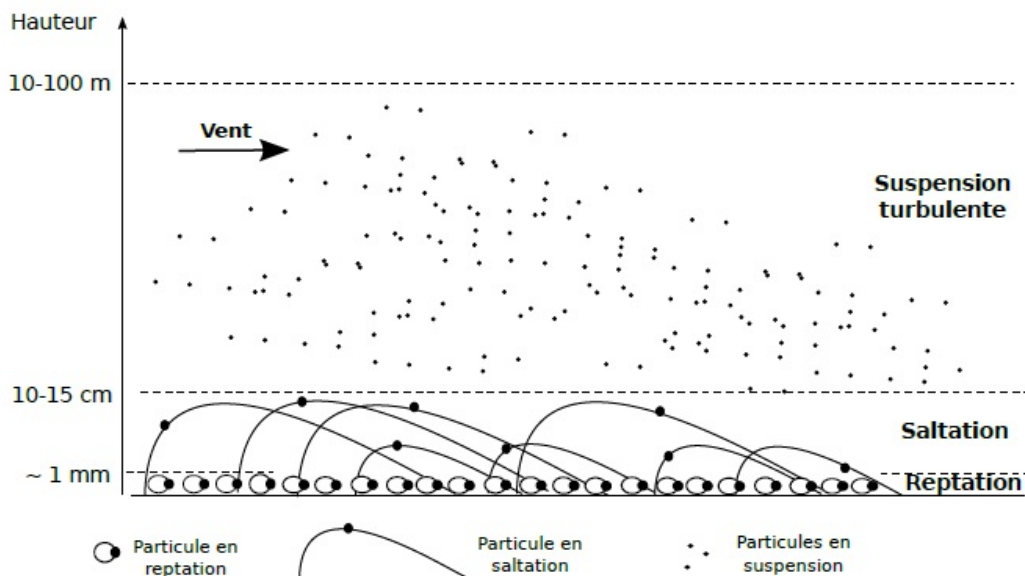


FIGURE 2.7 – Modes de transport de la neige par le vent (Vionnet [2012]).

Le mouvement d'une particule va être initié à condition que la vitesse du vent soit suffisamment importante pour dépasser une valeur de vitesse de friction seuil  $u_{*t}$  (Eq. 2.7) [Bagnold, 1954]. Cette vitesse est corrélée à la taille des particules  $d$ , à leur densité  $\rho_p$ , à la densité du fluide  $\rho_f$  et à la gravité de la planète  $g_p$  [Bagnold, 1954; Greeley and Iversen, 1985; Shao and Lu, 2000; Kok et al., 2012].

$$u_{*th} = A_N \left[ \left( \frac{\rho_p}{\rho_f} - 1 \right) g_p d + \frac{\iota}{\rho_f d} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.7)$$

Avec  $A_N$  le paramètre seuil de Bagnold ( $= 0,1$  pour une particule sans cohésion) [Bagnold, 1954] et  $\iota$  qui traduit les forces inter-particules.

Le transport de la neige se distingue cependant de celui des particules de sable par la nature du matériau. En effet, dans certains cas il peut ne pas y avoir conservation de la masse et du flux. Par exemple, lors de mise en suspension de la neige, une grande partie peut être perdue par sublimation des petits cristaux au contact de l'air et agir significativement dans le bilan de masse des glaciers [Déry and Yau, 2002; Bintanja, 2001]. De plus, le feutrage et surtout le frittage de la neige augmentent la cohésion des particules de glace entre-elles et par conséquent rendent plus difficile leur mise en mouvement par le vent [Schmidt, 1980; Li and Pomeroy, 1997]. Bien que les effets de la cohésion de la neige sur son transport par le vent soient établis, ils sont rarement traités à cause de leur complexité.

### 2.1.2.3 Transport de la vapeur d'eau par le vent

Le bilan radiatif sur une surface glacée est associé à des modifications internes des molécules d'eau qui peuvent mener à un changement de phase (Eq. 2.1 - Section 2.1.1.2). Dans le cadre de



notre étude, on s'intéresse aux changements de phase entre l'état solide et l'état gazeux par sublimation et condensation. Ce processus est dépendant de la concentration de la vapeur dans l'air au-dessus de la surface et de la pression de saturation associée à la température du système. Le vent favorise les échanges de vapeur à l'interface et transporte celle-ci sur des distances plus ou moins importantes contribuant ainsi à la redistribution de la glace à la surface.

La formation de glace par transfert de vapeur d'eau peut s'effectuer selon différents aspects :

- Lorsqu'un écoulement atmosphérique chargé en vapeur d'eau entre en contact avec une surface froide (sous le point de condensation de la vapeur) alors du givre se forme par condensation directe à la surface (Fig. 2.8) [Gow, 1963; Scambos et al., 2007; Kandula, 2011]. La vitesse du vent a tendance à augmenter la vitesse de croissance et la densification de la couche de givre [Cheng and Shiu, 2002; Cheng and Wu, 2003; Huang et al., 2010]. Le givre se forme préférentiellement sur les pentes face au vent.

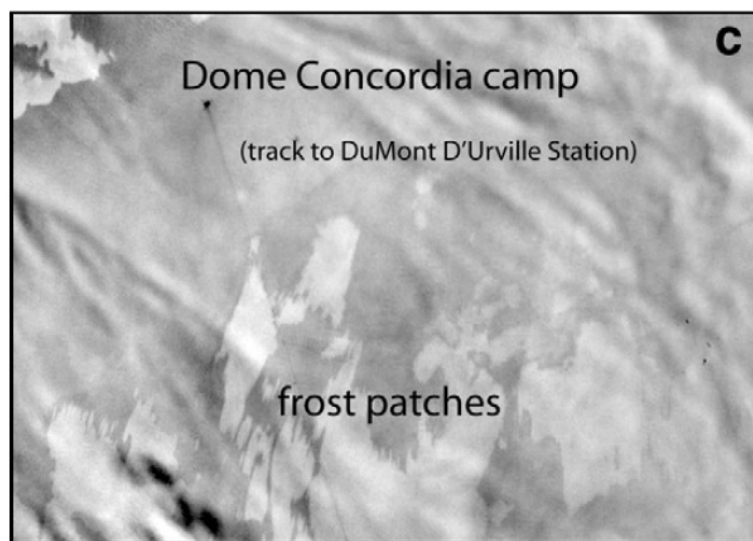


FIGURE 2.8 – Formation de givre de surface (zones claires) à Dôme C en Antarctique. Dimensions de l'image : 112,5 km × 80 km (Image MOA) [Scambos et al., 2007].

- Dans une atmosphère froide et chargée en humidité (un brouillard en surfusion), lorsque les gouttelettes d'eau entre en contact avec une surface, elles condensent sous forme de givre opaque (Fig. 2.9). Les concrétions de glace se forment au vent des objets et indiquent la direction du vent.
- La vapeur d'eau disponible pour la formation de cristaux de glace peut provenir du pack de neige lui-même. La sublimation de la neige provoque une advection ascendante de la vapeur d'eau qui condense à la surface au contact de l'air plus froid [Gallet et al., 2014]. Néanmoins la formation de ces cristaux est rare et nécessite des conditions atmosphériques calmes [Gallet et al., 2014].



FIGURE 2.9 – Formation du givre opaque sur la face au vent d’un rocher (Photo personnelle, Font d’Urle - Vercors). Le gant noir au premier plan donne l’échelle.

### 2.1.3 Figures morphologiques associées au vent à la surface des glaciers

Le vent est un agent primordial du bilan de masse de la surface puisqu’il participe à la redistribution hétérogène de la glace à la surface des glaciers [Déry and Yau, 2002; Das et al., 2013]. Cette redistribution peut se traduire par la formation d’objets morphologiques dont les caractéristiques sont dépendantes du fait que ce soit des figures d’érosion, d’accumulation ou de redistribution de la glace par transport de particules et/ou sublimation-condensation de la glace. Dans cette section, nous présentons plusieurs objets dont la dynamique est contrôlée par la rétroaction entre la glace et le vent.

#### 2.1.3.1 Zone de glace bleue

À la surface de l’Antarctique, on observe de vastes étendues de glace bleue (*Blue ice area - BIA*) qui couvrent environ 1% du continent [Bintanja, 1999; Winther et al., 2001; Hui et al., 2014]. Ces surfaces sont caractérisées par un bilan de masse négatif et sont créées par une forte interaction entre les vents et la surface de glace.

La glace des zones bleues est fortement métamorphisée. La plus forte absorption du rayonnement électromagnétique dans la gamme du rouge et du proche infrarouge du spectre confère sa couleur à la glace bleue [Warren et al., 1993]. Son albédo plus faible (0,55 à 0,65) que la neige [Warren and Brandt, 2006] permet de facilement l’identifier et de la cartographier par télédétection sur les surfaces glacées [Orheim and Lucchitta, 1990; Winther et al., 2001; Hui et al., 2014] (Fig. 2.2). L’albédo faible de la glace bleue par rapport à de la neige fraîche participe à augmenter l’absorption de l’énergie solaire alors disponible pour l’ablation [Warren and Wiscombe, 1980; Bintanja, 1999; Liston et al., 2000]. Dans les régions côtières plus chaudes, celle-ci est dominée par la fonte [Liston et al., 2000] tandis que à l’intérieur des terres, les processus d’ablation sont dominés par la sublimation [Bintanja, 1999; Bintanja and Reijmer, 2001]. Leurs extension et caractéristiques traduisent leur sensibilité aux variations climatiques [Bintanja, 1999, 2001].

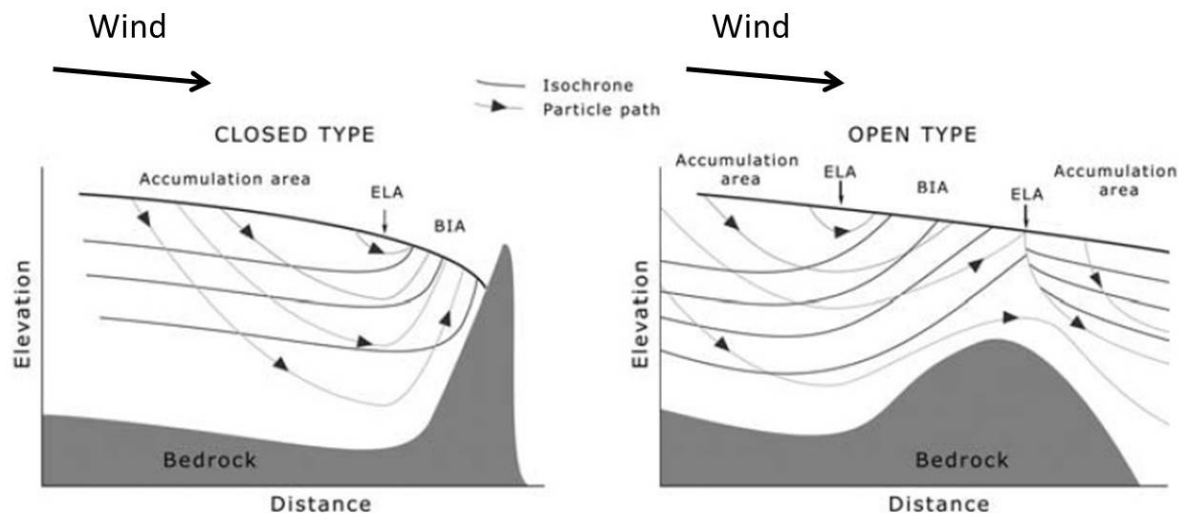


FIGURE 2.10 – Schémas de l'écoulement de la glace pour configurations de zones de glace bleue fermée (présence d'une montagne) (Gauche) et ouverte (Droite). La glace est transportée des zones d'accumulation vers les zones de glace bleues (BIA). La ligne d'équilibre des glaciers (ELA) délimite les zones d'accumulation et d'ablation de la glace (Issue de Sinisalo and Moore [2010]).

Les zones de glace bleue associées à la sublimation sont les plus répandues [Bintanja, 1999; Sinisalo and Moore, 2010]. L'absence d'accumulation est due au faible transport de particules de neiges par le vent vers les zones de glace bleue. Ce transport est généralement empêché par la présence d'obstacles en amont tels que les Nunataks (affleurement de roche au-dessus de la glace) ou par la forte accélération du vent (zones de confluence ou de forte pente) (Fig. 2.10). Ainsi, la glace est exposée à l'atmosphère et subit un fort métamorphisme et une ablation nette. La faible rugosité de ces surfaces favorise le non dépôt de la neige.

L'ablation de la glace associée à son écoulement fait remonter les couches anciennes qui sont exhumées en surface (Fig. 2.10). Ainsi, on peut observer des glaces vieilles de plus de 1 Ma affleurer dans ces zones [Harvey et al., 1998]. Ces zones sont un lieu privilégié pour la recherche des météorites qui tombent à la surface du continent. Elles sont transportées par l'écoulement de la glace des zones d'accumulation vers les zones d'ablation et s'accumulent à la surface des BIA [Cassidy et al., 1977; Sinisalo and Moore, 2010].

### 2.1.3.2 Surface vitrifiée

À la surface des plateaux de l'Antarctique de l'Est, on observe fréquemment de vastes étendues (2 - 200 km<sup>2</sup>) de surface vitrifiée (*glazed surface*) (Fig. 2.11 (b) et 2.2 - Section 2.1.1.3) [Gow, 1963; Watanabe, 1978; Goodwin, 1990; Albert et al., 2004; Courville et al., 2007; Scambos et al., 2007, 2012]. Ces surfaces plates ont un aspect "poli" et présentent parfois de petites formes appelées sastrugi (Section 2.1.3.3) [Frezzotti and Gandolfi, 2002; Scambos et al., 2012]. Localement on y observe des fissures et des structures polygonales témoins des variations thermiques importantes que subissent ces surfaces et de la faible accumulation de la neige à leur surface [Watanabe, 1978; Frezzotti et al., 2002; Albert et al., 2004; Courville et al., 2007; Scambos et al., 2012].

Les surfaces vitrifiées se forment sous l'action combinée des vents, d'un faible taux d'accumulation et du métamorphisme. On les observe essentiellement à haute altitude sur les pentes sous le vent des topographies. Dans ces zones, les précipitations sont généralement plus faibles et/ou les vents catabatiques sont plus intenses, ce qui limite l'accumulation [Parish and Waight III, 1987; Goodwin, 1990; Frezzotti and Gandolfi, 2002]. De plus, la très faible rugosité de leur surface est



défavorable au dépôt de particules de neige [Fujii and Kusunoki, 1982; Frezzotti et al., 2002].

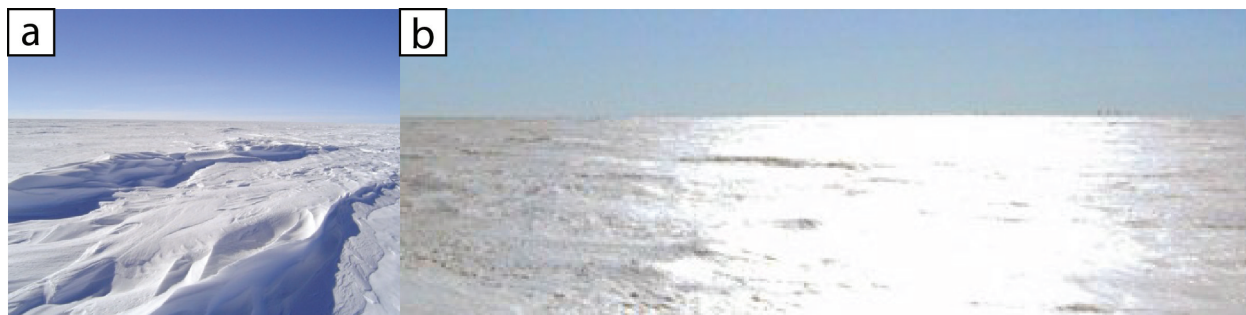


FIGURE 2.11 – Sastrugi (a) et surface vitrifiée (b) observées dans une zone de mégadunes en Antarctique (Crédits : Ted Scambos, NSIDC).

Le hiatus d'accumulation sur les surfaces vitrifiées favorise les échanges entre la surface et l'atmosphère. Les gradients de température provoquent la sublimation de la vapeur d'eau dans les pores des dépôts superficiels. Cette vapeur d'eau se re-condense et cimente les grains entre eux, ce qui forme une "croûte" de glace superficielle dont l'épaisseur est de l'ordre du millimètre [Gow, 1963; Fujii and Kusunoki, 1982; Albert et al., 2004]. L'advection de la vapeur d'eau est accélérée par la ventilation des vents catabatiques, la présence de fissures qui augmentent la surface d'échange et l'expansion du gradient de température en été [Albert, 2002; Albert et al., 2004; Neumann et al., 2009; Courville et al., 2007].

L'exposition prolongée de la glace à l'atmosphère dans ces régions favorise donc le métamorphisme et la croissance des grains. Leur taille moyenne est de l'ordre de 1 mm, soit environ 2 à 10 fois plus grossier que les dépôts en Antarctique [Gay et al., 2002; Albert et al., 2004; Courville et al., 2007]. Le métamorphisme de la glace engendre un rétrocontrôle positif sur le bilan de masse de surface. L'augmentation de la taille des grains et de la perméabilité du pack de neige provoque une diminution de l'albédo de la surface et favorise l'absorption de l'énergie solaire [Warren and Wiscombe, 1980; Albert et al., 2004]. Cette énergie augmente le transfert de masse de la vapeur d'eau et la croissance des grains. Les propriétés optiques de ces surfaces vitrifiées permettent leur identification sur de vastes étendues par télédétection (Fig. 2.2) [Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002; Frezzotti and Gandolfi, 2002; Scambos et al., 2007, 2012].

Plus en profondeur sous les surfaces vitrifiées, on observe une stratification de couche de glace plus ou moins épaisses constituées de grains grossiers, comme le givre de profondeur, et de grains plus fins traduisant des degrés de métamorphisme et d'accumulation variables [Frezzotti and Gandolfi, 2002; Albert et al., 2004].

Les surfaces vitrifiées sont les témoins d'une accumulation faible à nulle de la neige à long terme. La formation d'une croûte de glace en surface prévient d'une ablation nette.

### 2.1.3.3 Sastrugi

Les sastrugi sont des petits corps sédimentaire longitudinaux qui présentent une forme irrégulière (Fig. 2.11 (a) et 2.12). Leur pente face au vent est abrupte tandis que leur pente sous le vent est douce. Ces figures sont de très bons marqueurs de la direction dominante des vents et agissent sur la couche limite dynamique en augmentant la rugosité de la surface [Jackson and Carroll, 1978b; Bromwich et al., 1990; Rémy et al., 1992].

Sur Terre, la hauteur de ces structures est généralement inférieure à 0,5 m [Jackson and Carroll, 1978b; Bromwich et al., 1990; Rémy et al., 1992] mais peuvent localement dépasser le mètre [Frezzotti et al., 2002]. Leur longueur d'onde dans le sens du vent et perpendiculairement au sens du vent peut varier du mètre à la dizaines de mètres [Bromwich et al., 1990; Rémy et al., 1992].

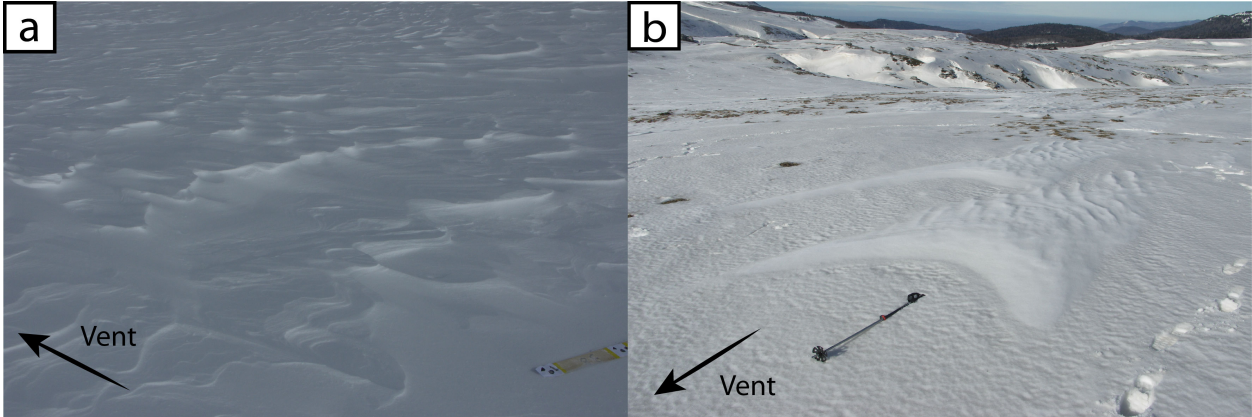


FIGURE 2.12 – (a) Sastrugi observés à la station météo du Col du Lac Blanc. La hauteur de ces objets est de quelques centimètres (Photo personnelle, Massif des Grandes Rousses - Isère). (b) Sastrugi observés sur la face amont de barkhanes de neige à Font d'Urle (Photo personnelle, Plateau du Vercors).

Les sastrugi se forment dans la neige friable sur un plateau, ou bien à partir de l'érosion et de la redistribution de la neige des dunes (dunes longitudinales, dunes transverse, barkhanes) (Fig. 2.12). Leur forme est dépendante des structures à partir desquelles ils sont sculptés [Kobayashi and Ishida, 1979; Watanabe, 1978; Jackson and Carroll, 1978a; Goodwin, 1990] et leur stratigraphie interne complexe atteste de cycles de dépôt et d'érosion [Watanabe, 1978].

Les sastrugi se forment en général sur la face au vent des dunes (Fig. 2.12 (b)) [Goodwin, 1990; Frezzotti et al., 2002]. Ils disparaissent lorsque l'accumulation est très faible à nulle et lorsque les vents deviennent trop forts [Kobayashi and Ishida, 1979; Goodwin, 1990; Warren, 1982; Rémy et al., 1990].

#### 2.1.3.4 Dunes

Le transport de particules de neige par les vents peut engendrer la formation de dunes de neige analogues aux dunes de sable silicaté (Section 2.1.2.2) [Bagnold, 1954; Greeley and Iversen, 1985; Claudin and Andreotti, 2006]. La formation de ces dunes résulte de la déstabilisation du lit de neige par un déphasage entre la position du maximum de flux de particules  $q$  dans l'atmosphère et la crête de l'ondulation topographique qui permet à ces objets de se développer selon une instabilité linéaire (détermination des paramètres A et B - Fig. 2.13). La longueur d'onde des dunes suit une loi d'échelle qui est fonction de la longueur de saturation du flux  $L_{sat}$  (Eq. 2.8 -  $\rho_s$  la densité des particules,  $\rho_f$  la densité du fluide et  $d$  le diamètre des particules) [Claudin and Andreotti, 2006]. Néanmoins, contrairement aux grains de sable, les particules de neige peuvent subir des changements de phase et dans ce cas le flux de particules n'est plus conservé [Claudin and Andreotti, 2006].

$$L_{sat} = \frac{\rho_s}{\rho_f} d \quad (2.8)$$

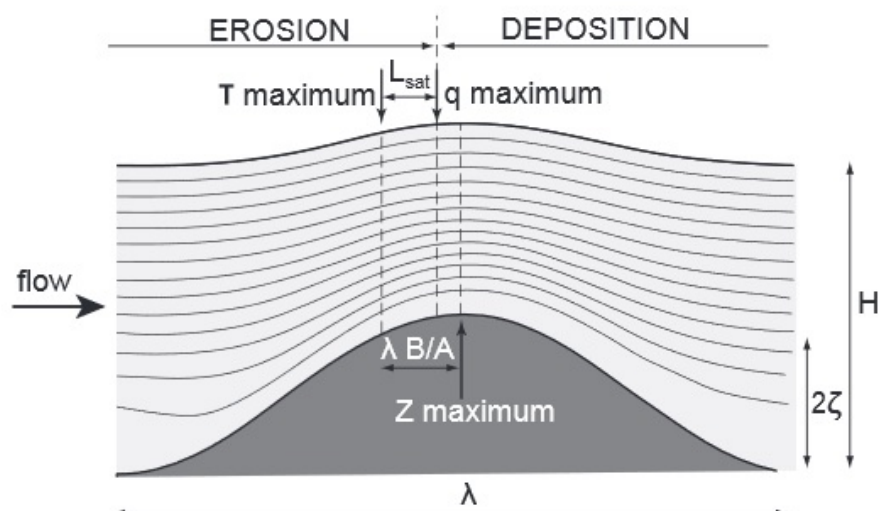


FIGURE 2.13 – Écoulement d’une épaisseur  $H$  (Gris clair + lignes d’écoulement en noir) au-dessus d’une surface topographique ondulée  $Z(x)$  (Gris foncé) de longueur d’onde  $\lambda$  et d’amplitude  $A = 2\zeta$ . La limite entre la zone d’érosion et la zone de dépôt est fixée par la position du maximum de flux de sédiment  $q$ . Les paramètres  $A$  (composante en phase avec la topographie) et  $B$  (composante en quadrature avec la topographie) déterminent la valeur du déphasage de la contrainte de frottement pariétale  $\tau_p$  par rapport à la crête. L’écart entre la position de la contrainte de cisaillement  $\tau_p$  maximale et la position du flux  $q$  maximal correspond à la longueur de saturation [Andreotti et al., 2009].

La variation des régimes de vent et de la disponibilité en sédiment permet d’observer le développement de formes variées telles que des barkhanes ou barkhanoïdes (Fig. 2.12 (b)) [Lancaster, 1995], des dunes transverses et des dunes longitudinales [Gow, 1963; Kobayashi and Ishida, 1979; Goodwin, 1990]. Les dunes mesurent en général moins de 2 m d’amplitude et leur longueur d’onde peut atteindre plusieurs dizaines de mètre. Les dunes de neige se développent sous l’action de forts vents catabatiques et migrent généralement dans le sens du vent [Kobayashi and Ishida, 1979; Goodwin, 1990].

### 2.1.3.5 Mégadunes

L’étude couplée de données de télédétection et de missions de terrain a permis de révéler l’existence de vastes champs de mégadunes de neige qui s’étendent sur plus de 500000 km<sup>2</sup> à la surface du plateau Antarctique Est (Fig. 2.14, 2.15, 2.16 (a) et 2.2) [Black and Budd, 1964; Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002; Frezzotti and Gandolfi, 2002; Anschütz et al., 2006; Arcone et al., 2012].

Ces mégadunes se développent préférentiellement dans des zones de faible accumulation (entre 7 et 35 mm w.e./an (w.e. : équivalent en eau) [Frezzotti et al., 2002]), froides (-45°C à -60°C), de vitesse d’écoulement de la glace faible à modéré (< 50 m/an) et sous l’influence d’un régime de vents catabatiques permanents et uniformes (vitesses de vent de l’ordre de 3 à 15 m/s) [Parish and Bromwich, 1991; Fahnestock et al., 2000; Albert et al., 2004; Courville et al., 2007; Rignot et al., 2011; Lenaerts et al., 2012; Van Wessem et al., 2014].

Leurs crêtes se développent selon un angle important par rapport aux lignes de vents catabatiques et constituent souvent de longues séries de plusieurs dizaines d’ondes qui se forment sur des pentes modérées de 0,15 à 0,25% (Fig. 2.16) [Frezzotti et al., 2002; Scambos et al., 2007].

Elles sont longues de plusieurs dizaines de kilomètres, ont une longueur d'onde de 2 à 5 km et une amplitude très faible de 2 à 5 m [Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002; Frezzotti and Gandolfi, 2002]. Leur pente sous le vent est généralement plus raide ( $0,20^\circ$  à  $0,30^\circ$ ) que leur pente face au vent ( $0,05^\circ$  -  $0,25^\circ$ ) [Frezzotti et al., 2002; Frezzotti and Gandolfi, 2002].



FIGURE 2.14 – Champs de mégadunes à la surface de l'Antarctique. La longueur d'onde des mégadunes est de l'ordre de quelques kilomètres (Crédits : NSIDC).

Leur surface se caractérise par une distribution asymétrique et périodique de la glace (Fig2.16 (b) et 2.11 - Section 2.1.3.2) ([Goodwin, 1990; Frezzotti et al., 2002; Albert et al., 2004; Courville et al., 2007]). Sur les pentes faces au vent, sur les crêtes et dans les dépressions inter-dunes, on observe le développement de sastrugi composés de grains de neige fins (Section 2.1.3.3). Ces structures sont hautes de quelques centimètres à 1,5 mètre (sastrugi dit "sévéres" correspondant à des dunes longitudinales érodée d'environ 10 à 20 m de long [Frezzotti and Gandolfi, 2002]) et se forment parallèlement aux lignes de vent. Leur présence indique une accumulation préférentielle de neige fraîche sur cette face. Les pentes sous le vent sont quant à elles caractérisées par une surface lisse vitrifiée (Section 2.1.3.2) sous laquelle on observe la présence de couches épaisses de grains grossiers de givre de profondeur métamorphisés par la sublimation, qui témoignent d'une accumulation réduite. La taille des grains de neige à l'amont est estimée à 0,46 mm tandis que le diamètre des grains de glace à l'aval est de l'ordre de 0,75 mm (Fig. 2.17 (c)) [Courville et al., 2007]. Cette asymétrie des propriétés de surface et des taux d'accumulation entre les deux faces des mégadunes (Fig2.16 (b)) a été cartographiée par télédétection sur de vastes étendues à la surface du continent antarctique (Fig. 2.16 et 2.17 (b)) [Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002; Frezzotti and Gandolfi, 2002; Scambos et al., 2007, 2012].



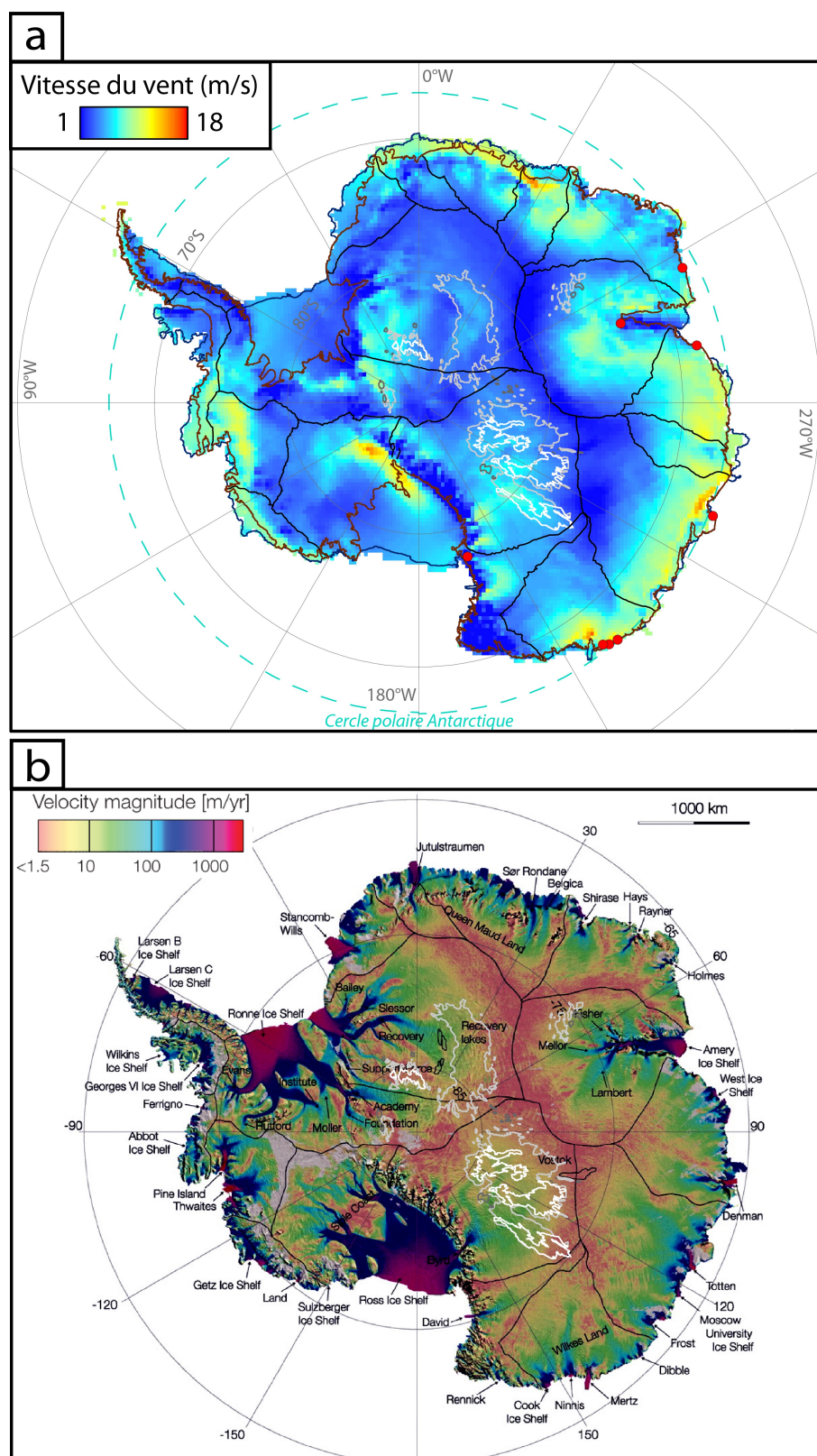


FIGURE 2.15 – Localisation des zones de mégadunes (présence de mégadunes (gris), forte densité de mégadunes (blanc) et observation hypothétique de mégadunes (gris foncé)) à la surface de l'Antarctique et cartographié à partir d'une image RADARSAT [Liu et al., 2001]. (a) Zones de mégadunes superposées à une carte de la vitesse moyenne des vents à la surface du continent entre 1979 et 2014. Modélisations RACMO2 réalisées à une altitude d'environ 1000 m (850 hPa) au-dessus de la surface [Van Wessem et al., 2014]. (b) Zones de mégadunes superposées à une carte de la vitesse de l'écoulement de la glace calculée à partir de données de télédétection radar. Les lignes noires représentent les lignes de partage des glaces [Rignot et al., 2011].

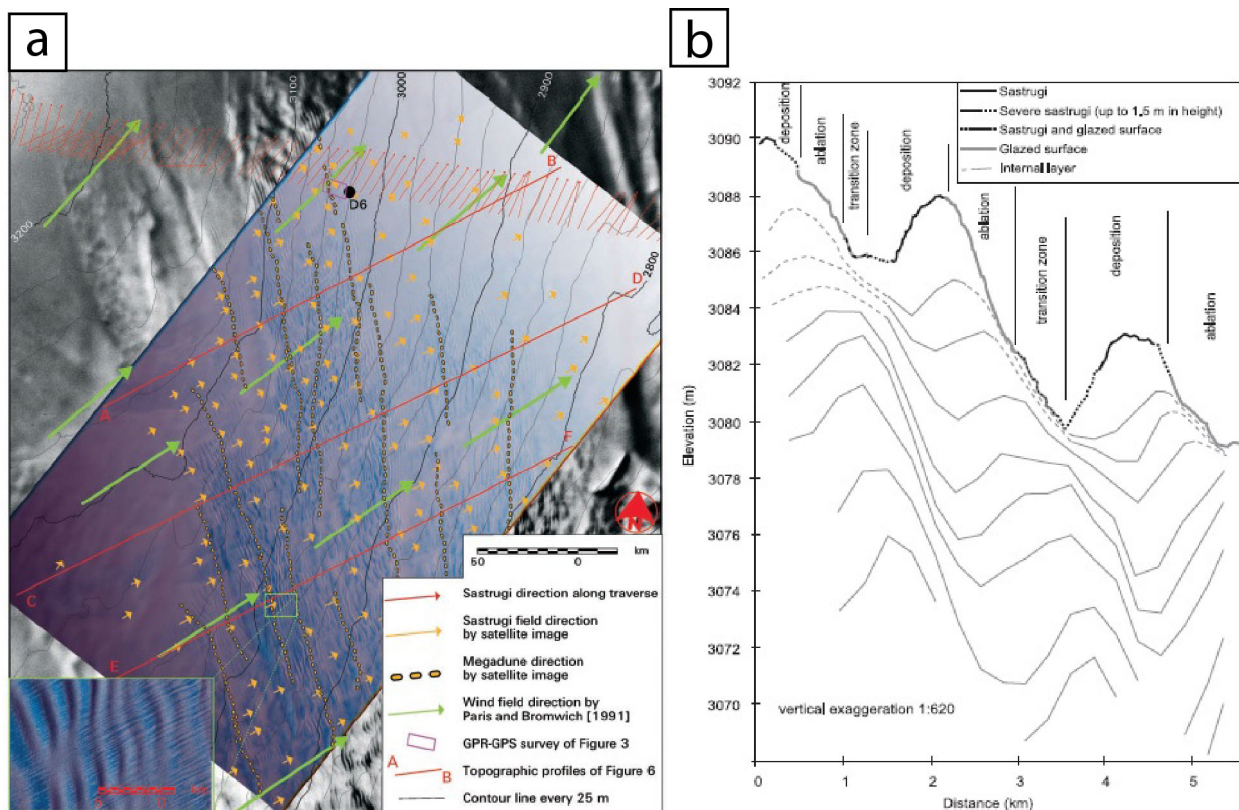


FIGURE 2.16 – Composition colorée (Rouge : bande 4, Vert : bande 3 et Bleu : bande 2) Landsat ETM+ superposée à une image Radarsat mettant en valeur la différence de propriétés optiques des surfaces vitrifiées (bleu foncé) et des surfaces recouvertes de sastrugi de neige (bleu clair) dans une zone de mégadunes en Antarctique [Frezzotti et al., 2002]. (b) Profil topographique de surface (traits gras) et stratigraphie interne (traits fins) d'un champ de mégadunes en Antarctique [Frezzotti et al., 2002].

L'étude de ces mégadunes est importante puisque ces processus singuliers d'accumulation de la glace affectent une vaste étendue à la surface de la calotte antarctique. La compréhension de leur dynamique a donc un intérêt particulier pour l'estimation du bilan de masse de surface, l'interprétation des carottes de glace (datation) et la compréhension des couplages entre la cryosphère et l'atmosphère. Leur dynamique est pour le moment faiblement contrainte en raison du manque d'études de terrain.

D'après les observations de la subsurface par imagerie radar, il apparaît que cette accumulation asymétrique de la glace à la surface des mégadunes est un processus à long terme [Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002; Anschütz et al., 2006; Arcone et al., 2012]. La stratigraphie interne révèle en effet que les mégadunes sont des ondes de sédimentation de glace qui migrent généralement à contre-sens du vent au cours de leur formation du fait d'une accumulation réduite sur la face aval par rapport à la face amont (Fig. 2.16 (b)). Le taux d'accumulation est de l'ordre de 20 à 30 mm w.e./an sur la face amont contre 0 à 5 mm w.e./an pour la face aval [Frezzotti et al., 2002]. Il en résulte une vitesse de migration de l'ordre de 5 à 20 m/an [Frezzotti et al., 2002; Courville et al., 2007].

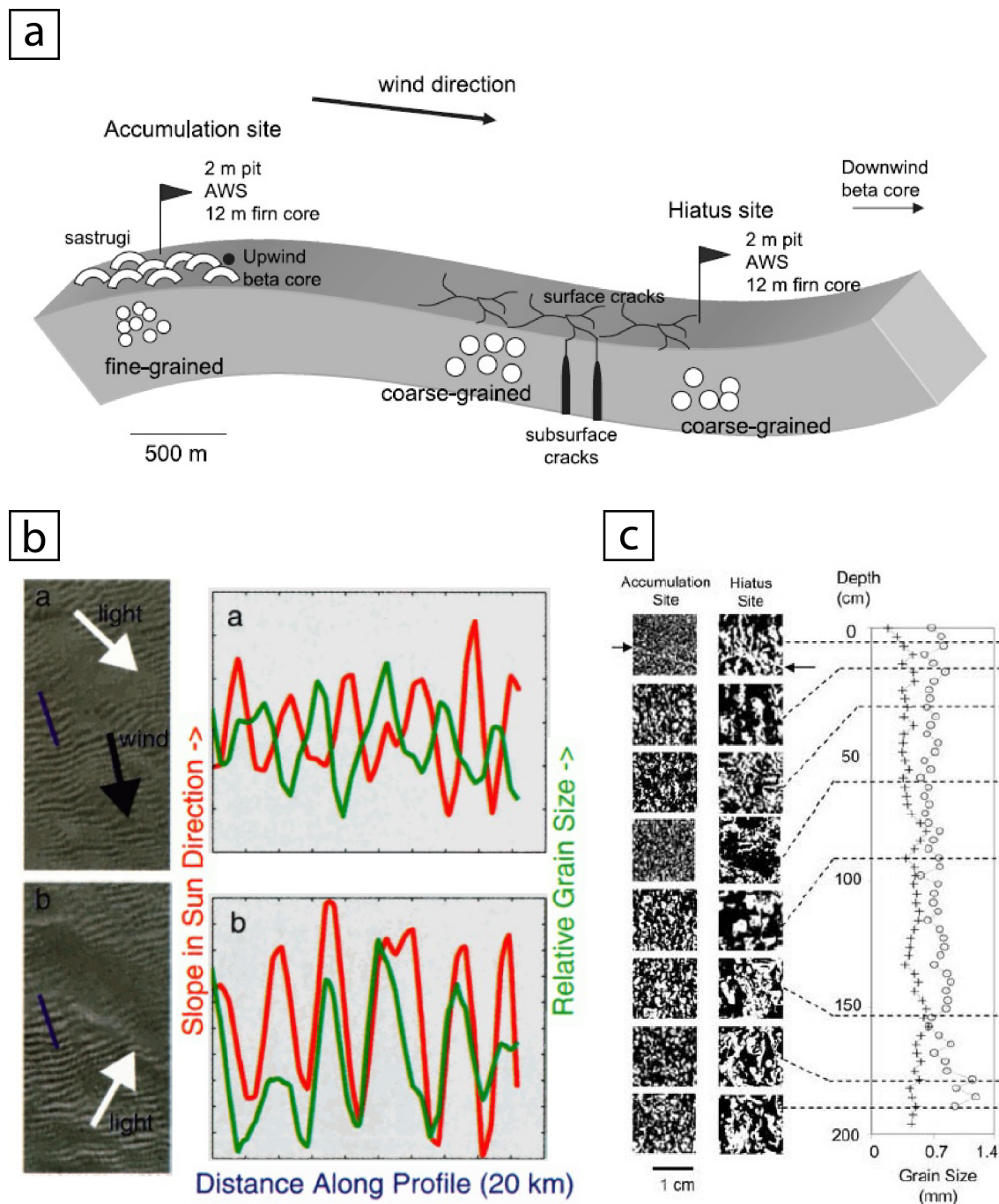


FIGURE 2.17 – (a) Schéma des caractéristiques des mégadunes [Courville et al., 2007]. (b) Observation des variations de la taille de grain entre la face amont et la face aval des mégadunes à partir des données de télédétection AVHRR. L'illumination de la scène n'a pas d'impact sur l'observation de petits grains à l'amont et de gros grains à l'aval [Fahnestock et al., 2000]. (c) Photos des dépôts à différentes profondeurs sur la face amont (croix) et la face aval (cercle) des mégadunes et mesures associées des tailles de grains [Courville et al., 2007].



Cette dynamique est singulière par rapport à celle des dunes éoliennes qui se forment par transport de particules (neige ou sables - Section 2.1.3.4) [Bagnold, 1954]. En revanche, plusieurs auteurs notent la ressemblance dynamique et stratigraphique [Frezzotti et al., 2002; Dadic et al., 2013] entre les mégadunes et des figures sédimentaires sous-marines nommées ondes de sédimentation (*sedimentation waves*) et antidunes [Flood, 1988; Migeon et al., 2000; Wynn and Stow, 2002; Lee et al., 2002; Cartigny et al., 2011].

La formation des mégadunes est attribuée à un rétrocontrôle complexe entre l'atmosphère, la cryosphère et la topographie [Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002; Anschütz et al., 2006; Dadic et al., 2013]. Les modélisations numériques révèlent que dans une atmosphère stable, les vents catabatiques qui s'écoulent au-dessus de la surface topographique selon un régime supercritique mènent à la migration à contre-sens du vent des mégadunes [Dadic et al., 2013]. Cette dynamique est contrôlée par la valeur du nombre de Froude  $Fr$  (Eq. 4.39 - Section 4.1.6) (Si le régime est super-critique alors  $Fr > 1$ ) au même titre que certaines figures sédimentaires sous-marines telles que les antidunes [Kennedy, 1960; Allen, 1985; Andreotti et al., 2012]. La vitesse du vent mesurée ne présentant pas de variation significative entre l'amont et l'aval de la crête [Courville et al., 2007], il apparaît que c'est la différence de rugosité qui joue un rôle essentiel dans le contrôle de l'asymétrie et des taux d'accumulation [Frezzotti et al., 2002; Dadic et al., 2013].

## 2.1.4 Conclusion

À la surface d'un glacier peu ou pas soumis à la fonte, les processus de sublimation/condensation et la redistribution de la glace par le vent vont jouer un rôle majeur dans le bilan de masse de surface [Déry and Yau, 2002; Rémy and Frezzotti, 2006; Das et al., 2013]. La redistribution par le vent de la glace à la surface d'un glacier produit une grande variété de figures et de dynamique. Leur morphologie atteste de l'importance relative du transport de particule, de la sublimation/condensation et de l'écoulement de la glace. Il apparaît que le transport de particule est le principal facteur du développement des morphologies. Ces différentes formes sont caractéristiques soit d'une ablation nette (zones de glace bleue), soit d'une accumulation très faible (surface vitrifiée), soit de la redistribution de la neige (sastrugi), ou soit d'une accumulation (dunes, mégadunes) à la surface des glaciers. Les mégadunes de neige [Frezzotti et al., 2002] présentent une dynamique tout à fait singulière et est le résultat de processus complexes entre le vent, le transport de particule et la sublimation/condensation.

Afin de synthétiser les observations présentées précédemment, j'ai réalisé la cartographie des principales formes associées à l'ablation de la glace ou d'une accumulation réduite (Fig. 2.2). Les zones de glace bleue, de surfaces vitrifiées et les zones érodées par le vent ont été cartographiées à partir de cartes issues de la bibliographie [Winther et al., 2001; van den Broeke et al., 2009; Scambos et al., 2012; Das et al., 2013; Hui et al., 2014]. L'extension des plateformes de glace (*ice shelves*), dont la dynamique est essentiellement contrôlée par la fonte, ont été obtenue à partir de la base de données SCAR *Antarctic Digital Database* (<http://www.add.scar.org/index.jsp>) (Section 3.1.4). Enfin, j'ai également cartographié les zones de mégadunes à la surface du continent à partir d'une image RADARSAT [Liu et al., 2001]. Il existe des zones où les mégadunes sont plus dense.

Cette carte révèle la complexité du bilan de masse à la surface de la calotte antarctique et de l'importance des processus de redistribution et de métamorphisme de la glace à l'échelle du continent.

Les morphologies qui se développent à la surface des glaciers sont de bons facteurs pour estimer



le bilan de masse local d'une surface de glace. Peut-on observer d'autres formes à la surface des glaciers des différentes planètes qui résultent de la sublimation et à la condensation de la glace ?

## 2.2 La calotte polaire Nord de Mars

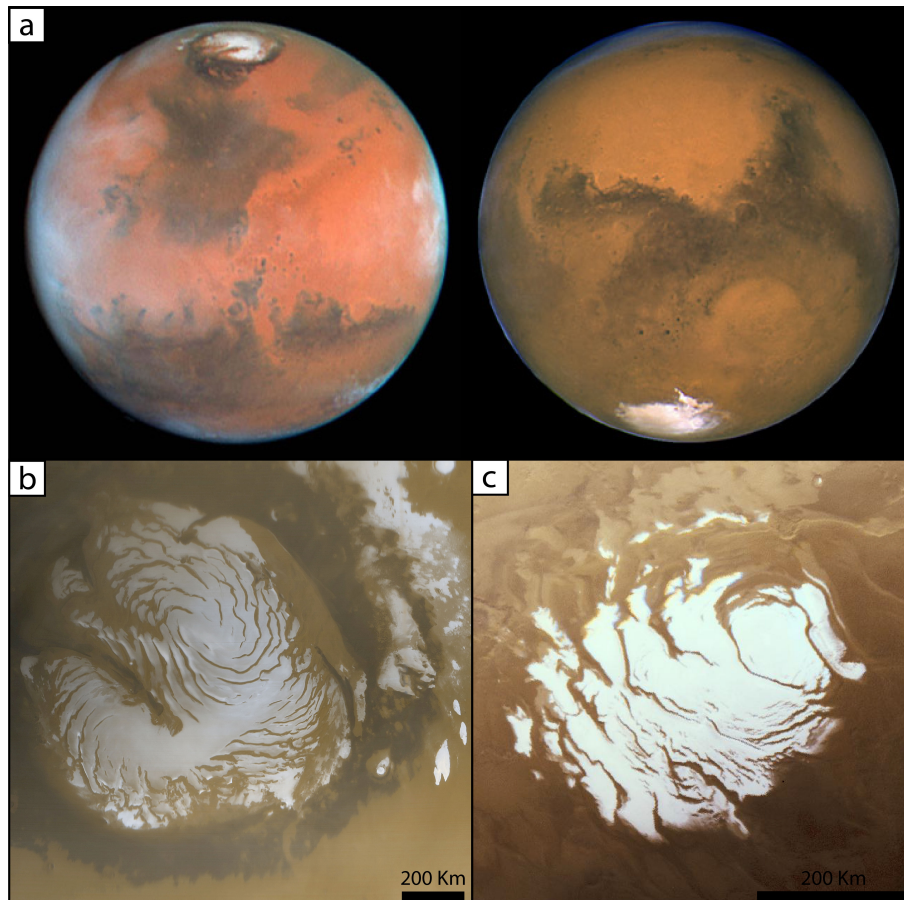


FIGURE 2.18 – (a) Planète Mars (Hubble, crédits NASA). (b) Calotte polaire Nord de Mars (Image MOC, crédits NASA). (c) Calotte polaire Sud de Mars (image MOC, crédits NASA). La calotte permanente de glace d'eau est surmontée d'une part par une couche poussière et d'autre part par une couche de glace de  $CO_2$  qui apparaît en blanc.

### 2.2.1 Répartition de la glace sur Mars

La planète Mars présente également des formes associées à des interactions cryosphère/atmosphère. Son atmosphère très ténue ( $\approx 7$  mbar), froide ( $\approx 210$  K) et riche en  $CO_2$  gazeux (Tab. 2.1) ne permet d'observer de la glace d'eau stable en surface qu'aux pôles (Fig. 2.18). À plus basse latitude, la glace est présente dans le sous-sol et forme un vaste pergélisol qui s'étend jusqu'à plus de  $50^\circ$  de latitude [Head et al., 2003; Feldman et al., 2004].

Les calottes polaires Nord et Sud sont formées d'accumulations de couches de glace d'eau plus ou moins riches en poussière [Cutts, 1973; Milkovich and Head, 2005; Phillips et al., 2008; Plaut et al., 2007; Putzig et al., 2009; Grima et al., 2009], qui s'étendent sur environ 1300 km de diamètre et ont une épaisseur maximale de 3 km environ [Zuber et al., 1998].

Dioxyde de carbone ( $CO_2$ )	95,32%
Diazote ( $N_2$ )	2,70%
Argon ( $Ar$ )	1,60%
Dioxygène ( $O_2$ )	0,13%
Monoxyde de carbone ( $CO$ )	0,08%
Eau ( $H_2O$ )	210 ppm

TABLE 2.1 – Composition moyenne de l’atmosphère martienne [Sotin et al., 2009].

Les calottes martiennes, comme les calotte terrestres, interagissent étroitement avec l’atmosphère depuis leur formation. Elles sont donc les témoins non seulement du climat présent mais également du climat passé [Laskar et al., 2002; Milkovich and Head, 2005; Fishbaugh et al., 2010]. Actuellement, elles constituent l’un des systèmes géologiques les plus actifs à la surface de la planète et sont le siège de processus à l’origine de formes glaciaires variées qui présentent des similitudes plus ou moins évidentes avec les objets glaciaires terrestres [Byrne, 2009].

La calotte Sud, également appelée *Planum Aureum*, se caractérise par une calotte résiduelle de glace de  $CO_2$  présente tout au long de l’année au sommet des couches de glace d’eau (Fig. 2.18 (c)). En effet, les conditions de pression et de température au pôle Sud sont favorables à la stabilité d’une couche de quelques mètres de glace carbonique [Kieffer, 1979]. De plus, l’essentiel des dépôts de glace d’eau de la calotte Sud sont recouverts par une couche de poussière qui empêche l’observation de sa surface [Plaut et al., 2007]. La calotte Nord, également appelée *Planum Boreum*, présente une vaste étendue de glace d’eau exposée à l’atmosphère et n’est recouverte qu’une partie de l’année par les condensats saisonniers de  $CO_2$ .

La rétroaction entre l’atmosphère et la surface glacée et des formes associées y est donc plus facile à étudier que sur la calotte polaire Sud de Mars.

## 2.2.2 La calotte Nord permanente

### 2.2.2.1 Présentation

La calotte polaire Nord de Mars repose sur la surface extrêmement plate de la plaine de *Vastitas Borealis* (Fig. 2.19) [Tanaka et al., 2008; Putzig et al., 2009]. Cette plaine dont la surface date du début de l’Amazonien (3 Ga) [Tanaka et al., 2008] est située dans une région de très basses altitudes (entre -5200 m et -4500 m).

La calotte est un dôme de 1300 km de diamètre dont le sommet est situé à 2,7 km d’altitude au-dessus des plaines environnantes [Zuber et al., 1998; Smith et al., 2001].

Contrairement à la majorité des glaciers terrestres, le fluage de la glace est faible à la surface de Mars et n’est pas le moteur principal de la dynamique glaciaire. Les vitesses d’écoulement sont en effet estimées à moins de 1 mm/an [Larsen and Dahl-Jensen, 2000; Greve et al., 2003; Greve and Mahajan, 2005; Hvidberg, 2003] et l’influence de l’écoulement dans la forme de la calotte ne s’exprime qu’à long terme. Le bilan de masse en surface dominant donc la dynamique de la calotte [Zuber et al., 1998; Fisher, 2000; Ivanov and Muhleman, 2000]. La calotte pourrait avoir subi un fluage lors de périodes antérieures plus chaudes [Milkovich and Head III, 2006; Pathare and Paige, 2005; Winebrenner et al., 2008] mais les éventuelles preuves en faveur de cette idée sont sujettes à débat [Fishbaugh and Hvidberg, 2006; Phillips et al., 2008; Karlsson et al., 2011].

## 2.2. LA CALOTTE POLAIRE NORD DE MARS

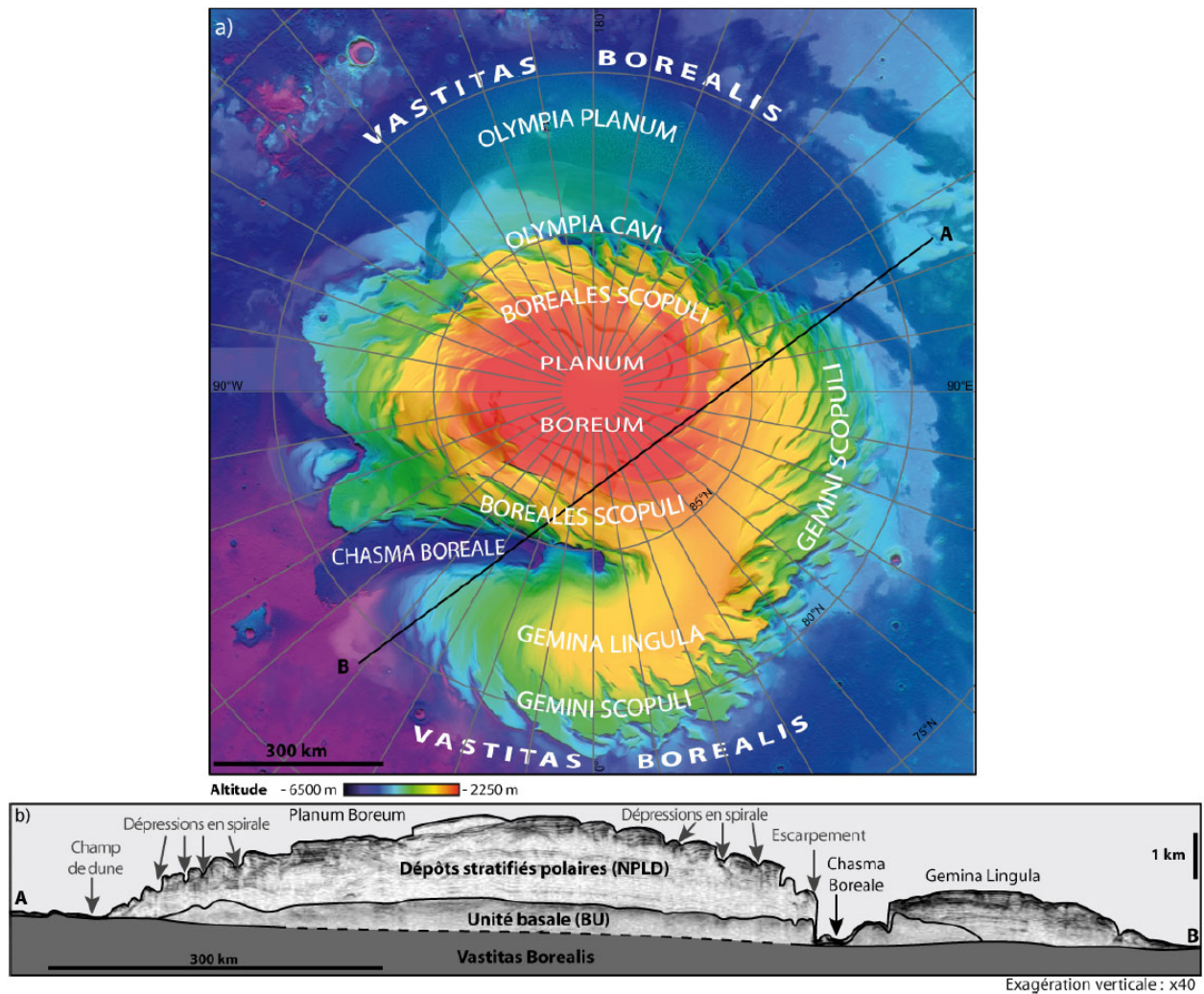


FIGURE 2.19 – (a) Carte topographique de la calotte Polaire Nord de Mars superposé à un relief ombré réalisée à partir des données de l’altimètre MOLA (résolution spatiale de 512 m/pixel) [Massé, 2010]. (b) Coupe interprétative AB de la calotte Polaire Nord de Mars réalisée à partir des données radar SHARAD [Massé et al., 2010].

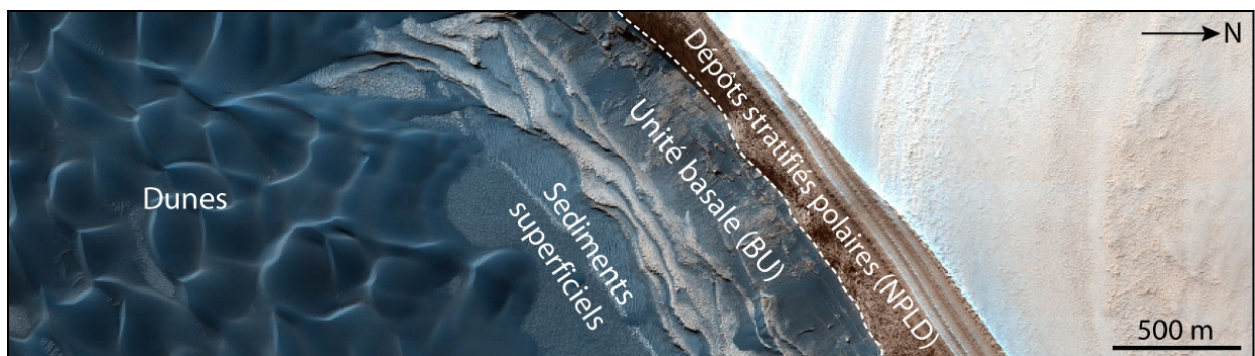


FIGURE 2.20 – Observation de la stratigraphie interne de la calotte polaire Nord de Mars le long d’un escarpement marginal (Image HiRISE) [Massé et al., 2010].



Le volume total de *Planum Boreum* est estimé à environ  $1,14 \times 10^6 \text{ km}^3$  [Zuber et al., 1998; Grima et al., 2009] et il est composé de deux dômes : le lobe de *Gemina Lingula* est isolé du dôme principal par une vaste dépression (*Chasmas Boreale*) (Fig. 2.18). L'analyse de la stratigraphie de la calotte par imagerie sur ses bordures (escarpement marginaux) et par sondage radar dans ses régions internes permet de définir deux unités distinctes : l'unité basale (BU) et les dépôts stratifiés (NPLD) (Fig. 2.20). L'aspect très différent de la BU et des dépôts stratifiés sont interprétés comme des preuves que les conditions climatiques ont changé entre le dépôt de ces deux unités.

### 2.2.2.2 L'Unité Basale

L'Unité Basale (*Basal Unit* - BU) est une formation de glace d'environ 1 km d'épaisseur qui repose sur le substratum rocheux *Vastitas Borealis* [Kolb and Tanaka, 2001; Fishbaugh and Head, 2005; Tanaka et al., 2008]. La formation de cette unité est estimée entre 3 Ga et 100 Ma [Pathare and Paige, 2005; Tanaka et al., 2008]. Celle-ci est décentrée par rapport au pôle et aux NPLD. Ainsi, elle n'est pas présente sous le lobe de *Gemina Lingula* et s'étend jusqu'à 80° Nord à 180° Est, où elle est recouverte par des sédiments et des champs de dunes dans la région d'*Olympia Planum*) [Fishbaugh and Head, 2005; Phillips et al., 2008; Putzig et al., 2009; Selvans et al., 2010; Grima et al., 2011].

Localement, sur les bordures de la calotte on peut observer des affleurements de l'Unité Basale (Fig. 2.20). L'albédo de cette unité y est très sombre et atteste d'une forte teneur en sédiments. Elle est constituée de couches de glace très propre avec des inter-stratifications de couches de poussières [Fishbaugh and Head, 2005; Herkenhoff et al., 2007]. L'origine de cette unité et le lien avec les dépôts supérieurs de la NPLD restent obscurs [Edgett et al., 2003; Fishbaugh and Head, 2005; Herkenhoff et al., 2007].

### 2.2.2.3 Les dépôts stratifiés

Les dépôts stratifiés (*North Polar Layered Deposits* - NPLD) reposent en discordance sur la BU ou directement sur le substratum dans la région de *Gemina Lingula* et constituent la partie supérieure de la calotte. L'initiation des dépôts des NPLD est postérieure à la formation de la BU (milieu de l'Amazonien [Tanaka et al., 2008]) et antérieure à 120 ka [Herkenhoff et al., 2007; Banks et al., 2010].

Les NPLD se caractérisent par une accumulation de couches de glace d'eau centimétriques à plurimétriques, plus ou moins riches en poussière. Leur teneur globale en poussière est assez faible ( $< 5 \%$  - [Grima et al., 2009]) et variable selon les couches (2% à 30% - [Phillips et al., 2008]). L'analyse stratigraphique de cette unité atteste de la variation de l'accumulation au cours du temps [Laskar et al., 2002; Milkovich and Head, 2005; Fishbaugh and Hvidberg, 2006; Milkovich and Head III, 2006; Putzig et al., 2009; Fishbaugh et al., 2010]. La partie supérieure des NPLD (environ 500 m) se caractérise par des dépôts très stratifiés [Putzig et al., 2009]. Ces couches sont exhumées au sein de dépressions qui se forment à la surface de la calotte et dont la description et l'origine sont explicités à la section 2.2.4.4 (Fig. 2.18 (b) et 2.19).

Les dépôts stratifiés sont surmontés d'une couche de glace d'eau d'environ 1 m d'épaisseur (Section 3.2.2.3) [Thomas et al., 2000; Milkovich and Head III, 2006]. Celle-ci serait composée de gros grains de glace d'eau relativement pauvre en poussière [Kieffer et al., 1976; Langevin et al., 2005].

### 2.2.2.4 Vents

La surface de la calotte polaire Nord de Mars est soumise à un régime de vents catabatiques permanents et uniformes [Spiga, 2011] (Fig. 2.21). Ces vents peuvent atteindre des vitesses de 15 à 20 m/s [Tyler and Barnes, 2005; Spiga et al., 2011; Smith et al., 2013]. Les lignes de vent sont déviées le long de sa trajectoire du centre de la calotte vers les bordures dans le sens anti-horaire sous l'influence de l'effet de Coriolis (Tab. 2.2 - Section 2.2.3.1, Fig. 2.22). La forme générale de la calotte polaire Nord de Mars est proche d'un dôme [Zuber et al., 1998] et n'est pas influencée par le substrat rocheux comme en Antarctique (Fig. 2.19 (b) et 2.1 (b)). Ainsi, l'expression de la déviation des vents par Coriolis est bien identifiable.

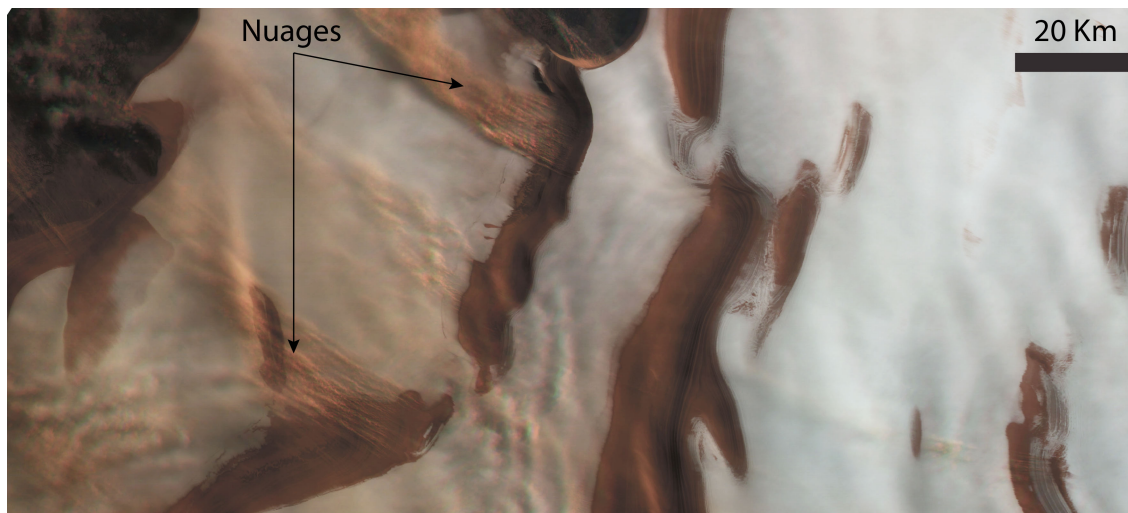


FIGURE 2.21 – Nuages au-dessus de la calotte polaire Nord de Mars visible sur une composition colorée (RGB) d'images HRSC (H3670\_0000). La glace apparaît en couleur blanche alors que la poussière apparaît rougeâtre. Le centre de l'image est située à  $87,319^\circ$  latitude et à  $312,768^\circ$  de longitude. Les images sont acquises à  $L_s = 136,1^\circ$ .

La direction dominante du vent à la surface des calottes peut-être enregistrée au travers des figures qu'il créés. Howard [2000] a cartographié à partir d'images de la mission Viking l'orientation de figures linéaires créés par le vent appelées stries de vent (Section 2.2.4.2, Fig. 2.22 (a)). La mesure de l'orientation de ces stries atteste d'une déviation croissante des vents catabatiques en fonction de la latitude (Fig. 2.23) qui est cohérente avec les simulations méso-échelle des vents à la surface de la calotte Nord (Fig. 2.22 (c)). La déviation de l'orientation des stries de vent augmente du centre de la calotte ( $20^\circ$ ) vers ses bords ( $60^\circ$ ) (Fig. 2.23 (b) et (d)). Cette augmentation est liée à l'accélération des vents catabatiques près des bordures de la calotte (Eq. 2.6). L'accélération est provoquée par l'augmentation de la topographie sur les bords et en raison du fort contraste de température entre les terrains recouverts de glace et ceux recouverts de poussières [Siili et al., 1999; Tyler and Barnes, 2005; Spiga et al., 2011].

Si à la surface de la calotte polaire Nord de Mars la déviation des vents par la force de Coriolis est spectaculaire, leur orientation est contrôlée au premier ordre par la topographie. Les vents catabatiques sont fortement accélérés dans les dépressions [Howard, 2000; Spiga et al., 2011; Smith et al., 2013]. Les grands canyons tels que *Chasma Boreale* (Fig. 2.19) agissent comme de vastes bassins de drainage dans lesquels s'engouffrent les vents (Fig. 2.22).

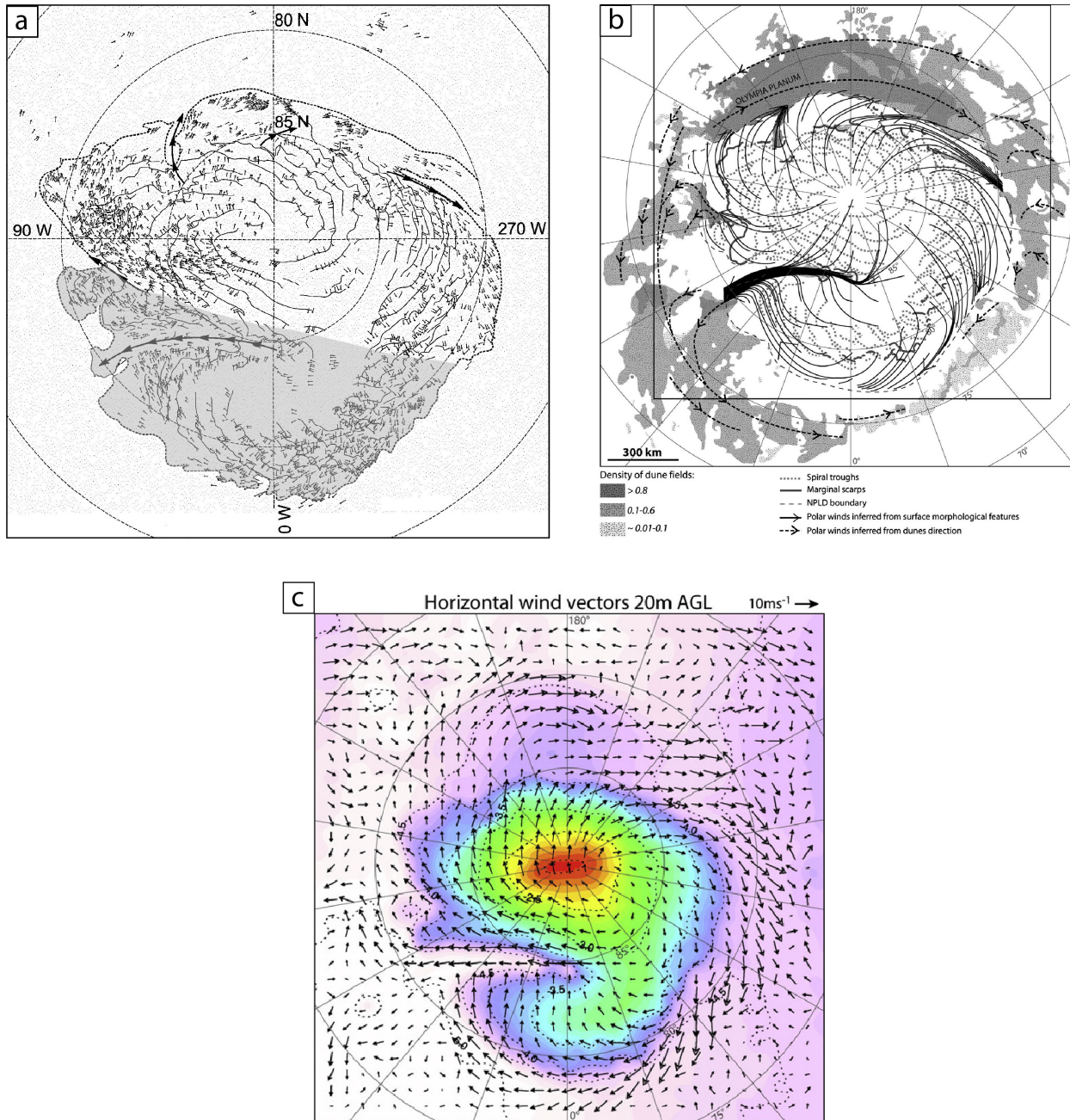


FIGURE 2.22 – (a) Carte de la calotte polaire Nord de Mars représentant l’orientation des stries de vent (trait), la direction apparente du vent (flèche + trait) et la convergence des vents dans des bassins de drainage (flèche épaisse) [Howard, 2000]. La zone grisée correspond à la région exclue pour la mesure de l’orientation des stries de vent (Fig. 2.23) et des escarpements (Fig. 2.34). (b) Carte des principales figures morphologiques de la région polaire Nord et de la direction principale des vents catabatiques [Massé et al., 2012]. (c) Modélisation méso-échelle des vents à la surface de la calotte polaire Nord de Mars à  $L_s = 100^\circ$  [Massé et al., 2012]. La topographie est représentée par une échelle de couleur.



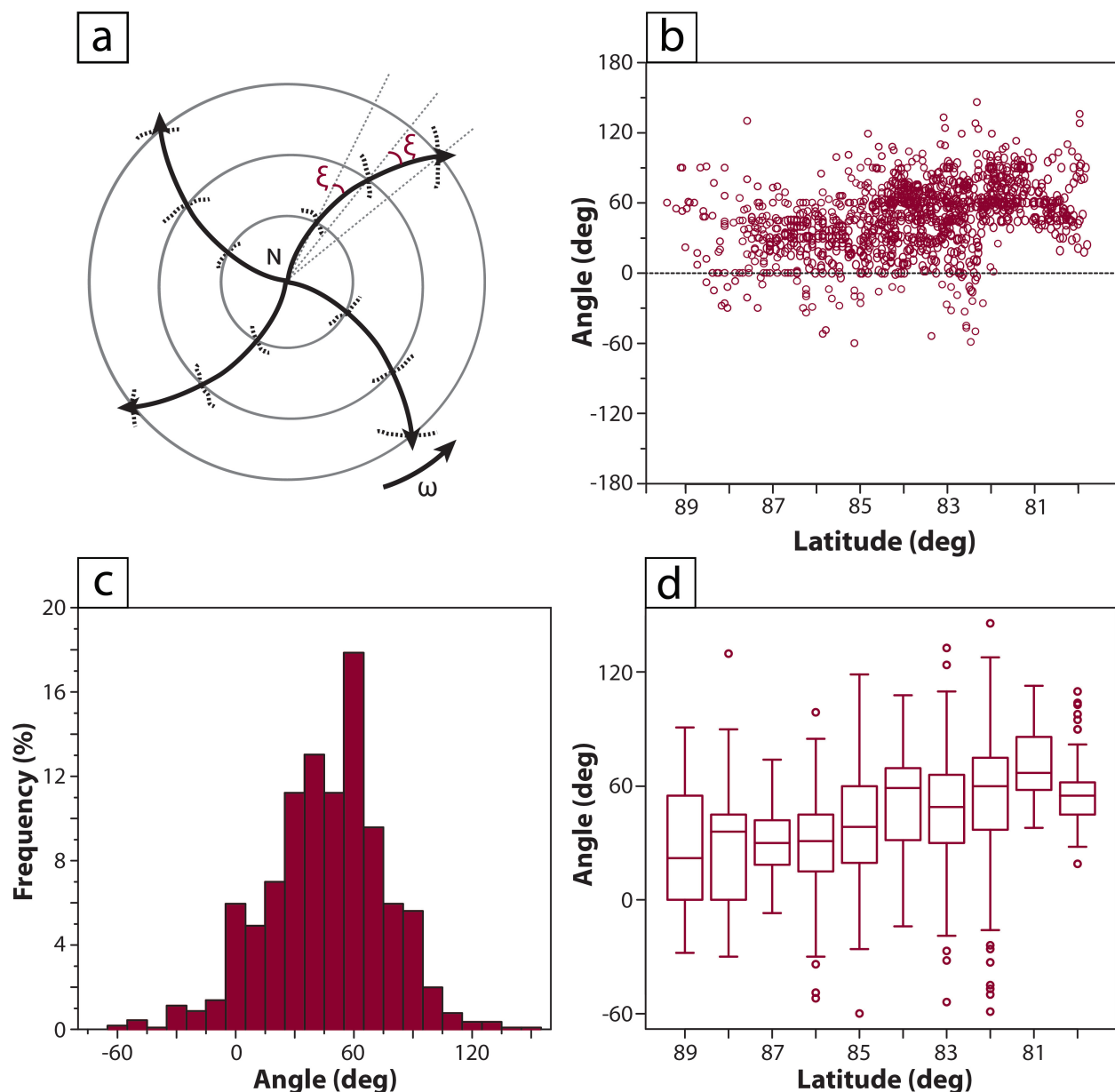


FIGURE 2.23 – Orientations des lignes de vents principales. (a) Schéma indiquant l'angle  $\xi$  qui correspond à la mesure de l'angle entre les lignes de vents (flèches noires) et la direction Nord-Sud en chaque point de mesure (lignes grises pointillées). L'angle est positif dans le sens inverse de la rotation de la planète (indiqué par la flèche noire en bas à droite). La limite entre la zone d'accumulation et la zone d'érosion des grandes ondes de sédimentation est symbolisée par des pointillés noirs. Les cercles gris correspondent à la latitude. (b) Angle que j'ai mesuré pour chaque strie de vent cartographiée sur la carte 2.22 (a) de la calotte polaire Nord de Mars en fonction de la latitude et hors zone grise. L'incertitude sur la mesure est estimée à  $\pm 5^\circ$ . (c) Histogramme des angles  $\xi$  mesurés. (d) Représentation par des boîtes à moustache des angles  $\xi$  mesurés en fonction de la latitude. Les bords horizontaux des rectangles correspondent au premier et troisième quartile. La ligne horizontale qui coupe le rectangle indique la médiane des valeurs, les extrémités des segments inférieurs et supérieurs au rectangle représente respectivement le premier et neuvième décile des valeurs et enfin, les points correspondent aux valeurs hors bornes.

Les forts vents jouent un rôle primordial dans les processus de surface et de bilan de masse de la calotte polaire Nord de Mars [Haberle and Jakosky, 1990; Howard, 2000; Montmessin, 2004; Tyler and Barnes, 2005; Spiga et al., 2011; Smith et al., 2013]. L'interaction entre l'écoulement et la surface glacée est supposée être à l'origine de nombreuses formes et participe efficacement au transport des volatils ( $CO_2$  et  $H_2O$ ) (Fig. 2.21). De plus, de vastes tempêtes de poussière sont fréquentes à toutes les saisons dans la région polaire Nord [Cantor et al., 2010] et participent au dépôt de poussière à la surface qui affecte l'albédo et l'accumulation de la glace [Levrard et al., 2007; Fishbaugh et al., 2008].

## 2.2.3 Accumulation et ablation de la glace sur Mars

### 2.2.3.1 Saisons martiennes

L'inclinaison de l'axe de rotation de Mars par rapport à l'écliptique confère à la planète une alternance de saisons semblables à celle observée sur Terre (obliquité équivalente) (Tab. 2.2).

Paramètres	Terre	Mars
Gravité $g_p$ ( $m.s^{-2}$ )	9,81	3,73
Distance moyenne au Soleil (UA)	1,00	1,52
Excentricité $e$ ( $^\circ$ )	0,017	0,093
Obliquité ( $^\circ$ )	23,45	25,19
Rayon de la planète $r_p$ (km)	6370	3396
Vitesse de rotation $\omega$ ( $rad.s^{-1}$ )	$7,3 \times 10^{-5}$	$7,1 \times 10^{-5}$
Jour solaire $j$ (h :min)	24 :00	24 :40
Période de révolution (jours terrestres)	365	687
Longitude solaire au périhélie $L_{sp}$ ( $^\circ$ )	281,00	250,99

TABLE 2.2 – Principaux paramètres orbitaux des planètes Terre et Mars [Sotin et al., 2009; Allison and McEwen, 2000].

La durée d'un jour martien, appelé *sol*, est similaire à la période de rotation de la Terre alors que la durée d'une année martienne est environ deux fois supérieure à la durée d'une année terrestre (Tab. 2.2). La longitude solaire aérocentrique  $L_s$  mesure la position angulaire de Mars sur son orbite par rapport à une position de référence. Celle-ci est définie comme la position de la planète à l'équinoxe du printemps boréal  $L_s = 0^\circ$  (Fig. 2.24). Dans l'hémisphère Nord, le printemps dure jusqu'à  $L_s = 90^\circ$ , l'été polaire se déroule de  $90^\circ$  à  $180^\circ$ , l'automne de  $180^\circ$  à  $270^\circ$  et l'hiver de  $270^\circ$  à  $360^\circ$ .

Du fait de l'excentricité  $e$  élevée de la planète (orbite elliptique), la distance au Soleil  $D_{SM}$  de Mars varie fortement en fonction de sa position (Eq. 2.9). Le périhélie se produit à  $L_{sp} = 250,99^\circ$  [Allison and McEwen, 2000] ce qui agit sur la durée et l'intensité des saisons. Ainsi, le printemps au Nord dure plus longtemps que les autres saisons de cet hémisphère et l'été au Sud est plus chaud et plus court que l'été au Nord.



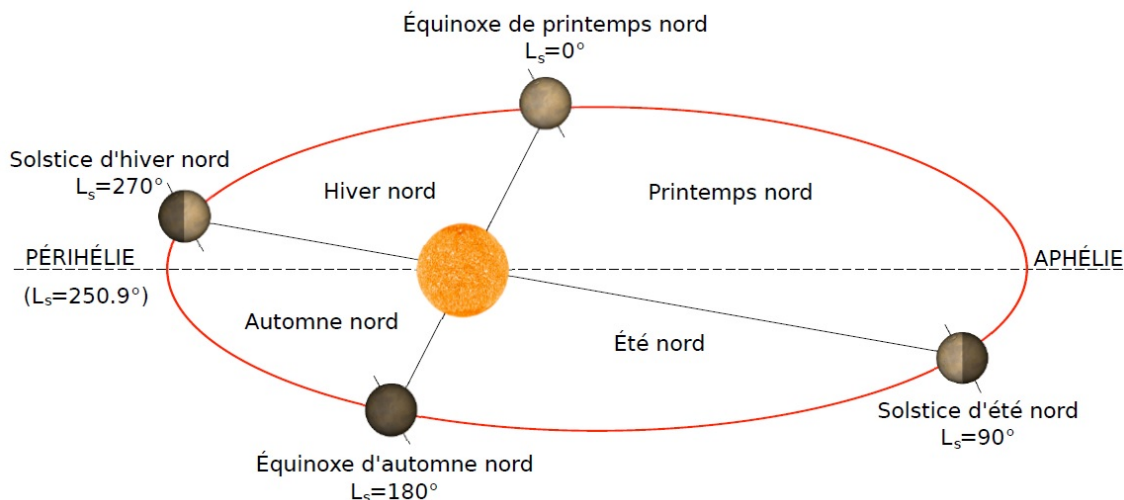


FIGURE 2.24 – Schéma de la position de la planète Mars sur son orbite elliptique aux solstices et aux équinoxes de l’hémisphère Nord (Issue de Appéré [2012]).

$$D_{SM} = \frac{1 - e^2}{1 + e \cos(L_s - L_{sp})} \quad (2.9)$$

Les paramètres orbitaux de la Terre et de Mars sont affectés à long terme par les cycles de Milankovitch à l’origine d’importants changements climatiques [Laskar et al., 2002, 2004]. La variation du flux solaire a des conséquences sur l’extension et la stabilité de la glace en surface [Jakosky et al., 1993; Laskar et al., 2002; Forget et al., 2006; Levrard et al., 2007; Madeleine et al., 2009].

### 2.2.3.2 Stabilité de la glace en surface

**Cycle de l’eau :** Actuellement, l’eau liquide pure n’est pas stable à la surface de Mars (Fig. 2.25 (a)) [Ingersoll, 1970]. En effet, pour la gamme de température observée à la surface de la calotte polaire (145 K - 220 K [Jakosky and Farmer, 1982; Forget et al., 1995; Pankine et al., 2010]) et compte tenu de la faible abondance de vapeur d’eau dans l’atmosphère martienne (Tab. 2.1), l’eau ne peut être présente que sous son état solide (Fig. 2.18) ou gazeux (Fig. 2.27). Les changements de phase entre les deux états se font par sublimation et condensation solide de la vapeur d’eau.

Malgré la faible pression partielle de la vapeur d’eau dans l’atmosphère martien, le cycle de l’eau est extrêmement actif et joue un rôle fondamental dans la dynamique des calottes polaires et du climat martien [Haberle and Jakosky, 1990; Smith, 2002; Montmessin, 2004; Tyler and Barnes, 2005; Pankine et al., 2010]. La mesure de la vapeur d’eau à la surface de Mars par divers instruments [Jakosky and Farmer, 1982; Smith, 2002, 2004; Melchiorri et al., 2007], révèle que la teneur en vapeur d’eau varie fortement au-dessus de la calotte polaire Nord de Mars au cours de l’année (Fig. 2.26) [Pankine et al., 2010]) et présente une bonne répétabilité annuelle [Smith, 2002; Pankine et al., 2010].

La modélisation du cycle de la vapeur d’eau est complexe et les interactions entre les différents réservoirs n’est pas encore bien contraint. Si le cycle de vapeur d’eau apparaît clairement contrôlé par la sublimation et la condensation des dépôts saisonniers, l’influence de la glace présente dans le sous-sol, en particulier, n’est pas clairement établies [Haberle and Jakosky, 1990; Montmessin, 2004; Tyler and Barnes, 2005].

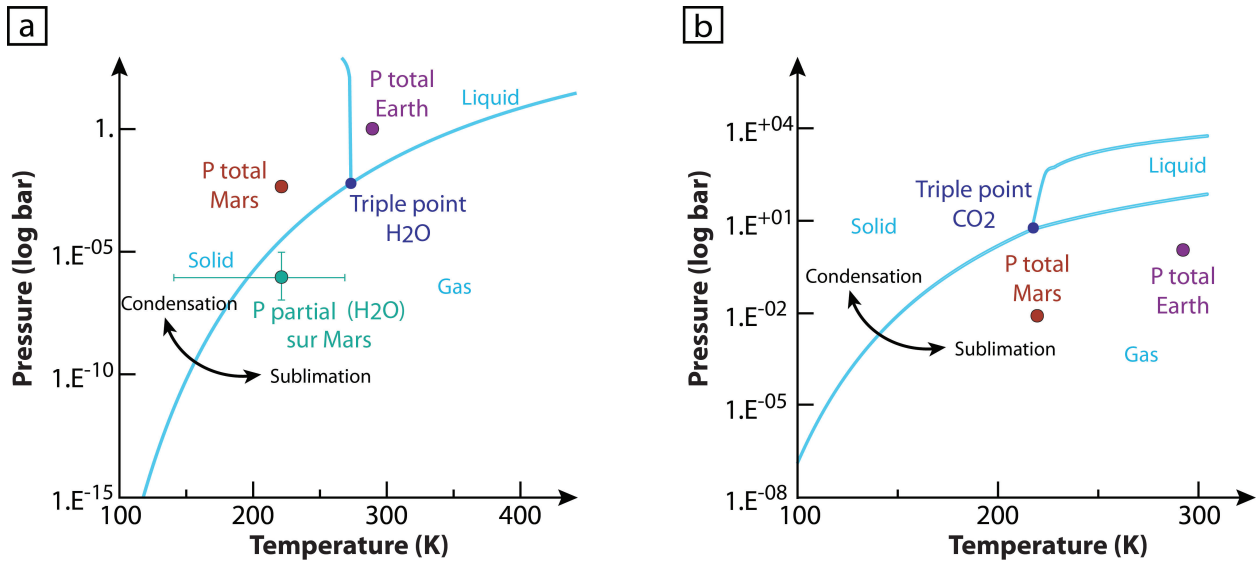


FIGURE 2.25 – (a) Diagramme de phase de l’eau. Les courbes de sublimation, de vaporisation et de fusion de la glace Ih sont obtenues d’après les lois thermodynamiques établies par [Wagner et al. \[2011\]](#). (b) Diagramme de phase du dioxyde de carbone. Les courbes de sublimation, de vapeur et de fusion de glace carbonique sont obtenues d’après les lois thermodynamiques établies par [Span and Wagner \[1996\]](#).

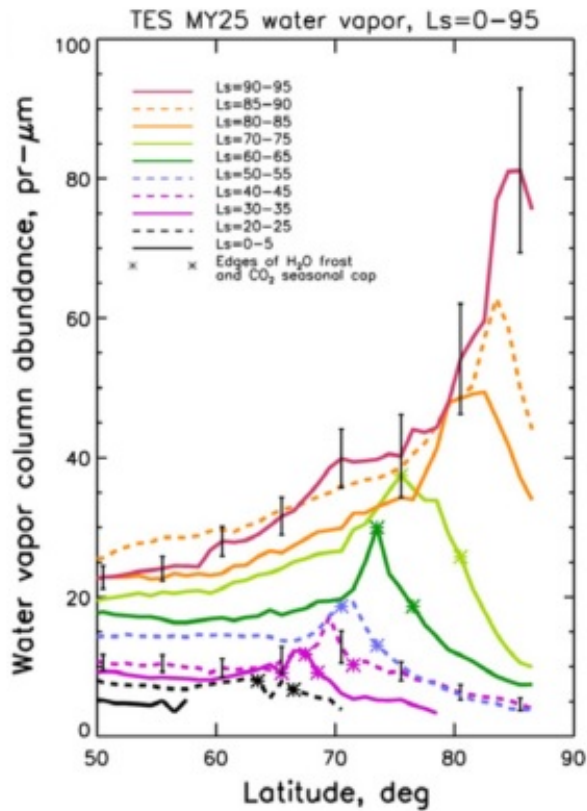


FIGURE 2.26 – Évolution de la colonne de vapeur d’eau dans la région polaire Nord au cours du printemps en fonction de la latitude et de la longitude solaire (année martienne 25) obtenue grâce à l’instrument *Thermal Emission Spectrometer* (TES) de la sonde *Mars Global Surveyor* (MGS). La colonne de vapeur d’eau précipitable atteint un maximum de  $80 \mu\text{m-pr}$  à  $L_s 90^\circ - 95^\circ$ . [[Pankine et al., 2010](#)].

**Cycle du  $CO_2$  :** Le dioxyde de carbone, constituant principal de l'atmosphère de Mars (Tab. 2.1), est également soumis à des cycles saisonniers et des changements de phases [Leighton and Murray, 1966; Forget et al., 1998]. La pression partielle du  $CO_2$  gazeux étant élevée (abondance proche de 100%), sa condensation initiale dépend principalement de la variation des températures au cours des saisons et sa sublimation dépend du bilan radiatif de la surface de la glace de  $CO_2$  (Fig. 2.25 (b)). La température d'équilibre de la glace de  $CO_2$  à la pression moyenne de Mars est de 150 K. Durant l'hiver boréal ces températures sont atteintes [Jakosky and Farmer, 1982; Forget et al., 1995; Pankine et al., 2010] et la glace carbonique se dépose à la surface de la calotte polaire Nord et dans les plaines alentours jusqu'à une latitude d'environ  $50^\circ$  [Kieffer and Titus, 2001; Appéré et al., 2011].

La condensation massive du  $CO_2$  engendre de larges variations de la pression atmosphérique entre 6 et 10 mbar au cours de l'année martienne observée par Viking [Tillman et al., 1993].

### 2.2.3.3 Modes d'accumulation de la glace d'eau

L'accumulation de glace à la surface de la calotte polaire Nord de Mars peut-être attribuée à deux phénomènes :

- *Précipitation de cristaux de glace formés dans l'atmosphère*

Lorsque la pression partielle de vapeur d'eau atteint le point de condensation dans l'atmosphère, des nuages de glace d'eau se forment. Ceux-ci sont fréquents à la surface de Mars et sont de nature variée [Pearl et al., 2001; Neumann, 2003]. Dans la région polaire Nord de Mars, on observe en hiver et au début du printemps d'imposants nuages appelés *polar hoods* [Wang and Ingersoll, 2002; Smith, 2004; Tamppari et al., 2008] et au milieu du printemps et en été des nuages de plus petites tailles mais de formes complexes [Wang and Ingersoll, 2002] (Fig. 2.27).

La teneur en poussière de l'atmosphère peut-être fortement amplifiée par des tempêtes qui sont fréquentes et puissantes dans les régions polaires [Cantor et al., 2010]. Ces particules fines peuvent constituer des noyaux de condensation pour la vapeur d'eau et conduire à la formation de cristaux de neige [Kieffer and Titus, 2001; Clifford, 2000; Pearl et al., 2001; Cantor et al., 2010]. Le *lander* Phoenix qui s'est posé dans la région polaire Nord ( $68^\circ$  Nord -  $233^\circ$  Est) a réalisé une observation par *lidar* d'une possible chute de neige d'eau à la surface. Les enregistrements rappellent des précipitations sous forme de *fall streaks* sur Terre (Fig. 2.28) [Whiteway et al., 2009]. De la glace de  $CO_2$  peut également se condenser dans l'atmosphère autour d'un embryon de condensation formé de poussière et de  $H_2O$  [Forget et al., 1998]. La chute de neige de  $CO_2$  n'a jusqu'à présent pas été observée.

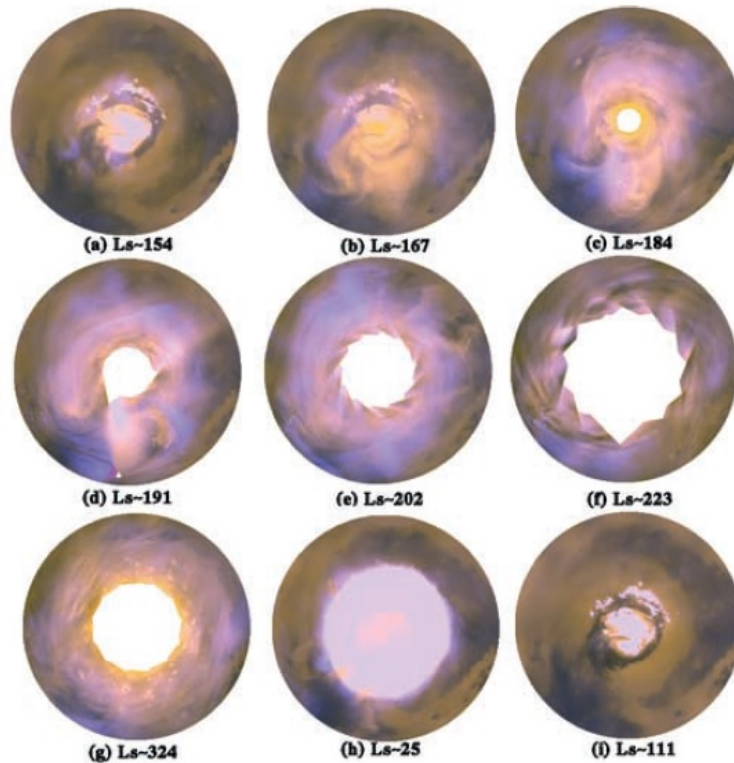


FIGURE 2.27 – Cartes du pôle Nord de Mars (Latitude =  $45^\circ$  -  $90^\circ$  Nord) à différentes longitudes solaires permettant l'observation des nuages au-dessus de la calotte obtenues grâce à l'instrument *Mars Orbiter Camera* (MOC) de la mission *Mars Global Surveyor* (MGS) [Wang and Ingersoll, 2002]. Les trous à hautes latitudes sur les cartes durant l'automne et l'hiver sont liés à l'absence de données.

– *Condensation à la surface de la calotte polaire*

La glace d'eau peut également condenser directement à la surface et dans les porosités de la calotte polaire lorsque la pression partielle de vapeur d'eau proche de la surface excède la pression de saturation à la température de surface de la calotte [Arthern et al., 2000; Ivanov and Muhleman, 2000; Greve et al., 2004; Ng and Zuber, 2006]. De plus, le point de condensation de la vapeur d'eau est atteint avant celui du  $CO_2$  (Fig. 2.25). La vapeur d'eau présente dans l'atmosphère au moment de la condensation de la glace carbonique à la surface peut alors être piégée [Leighton and Murray, 1966; Appéré et al., 2011].

#### 2.2.3.4 Les dépôts saisonniers et évolution de la calotte permanente

Les variations climatiques associées aux saisons entraînent des variations d'insolation qui permettent en hiver l'accumulation de dépôts saisonniers à la surface de la calotte polaire Nord de Mars et en été leur sublimation (Fig. 2.29 et 2.37 - Section 2.2.4.5). Ces dépôts sont essentiellement composés de glace de  $CO_2$  mais également de glace d'eau [Appéré et al., 2011]. A la fin de l'été, les températures deviennent suffisamment faibles à la surface de la calotte pour entraîner la condensation de la vapeur d'eau ( $L_s = 150^\circ$ ) [Montmessin, 2004; Pankine et al., 2010] puis de la glace de  $CO_2$  dans laquelle est piégée de la glace d'eau ( $L_s = 180^\circ$ ) [Jakosky and Farmer, 1982; Forget and Pollack, 1996; Kieffer and Titus, 2001; Pankine et al., 2010]. Les dépôts atteignent une extension maximum de  $50^\circ$  N vers  $L_s = 290^\circ$  [James, 2001; Kieffer and Titus, 2001; Appéré et al., 2011]. L'accumulation de glace de  $CO_2$  est de l'ordre de quelques centimètres, à basse latitude, à 1 m sur la calotte permanente [Smith et al., 2001].



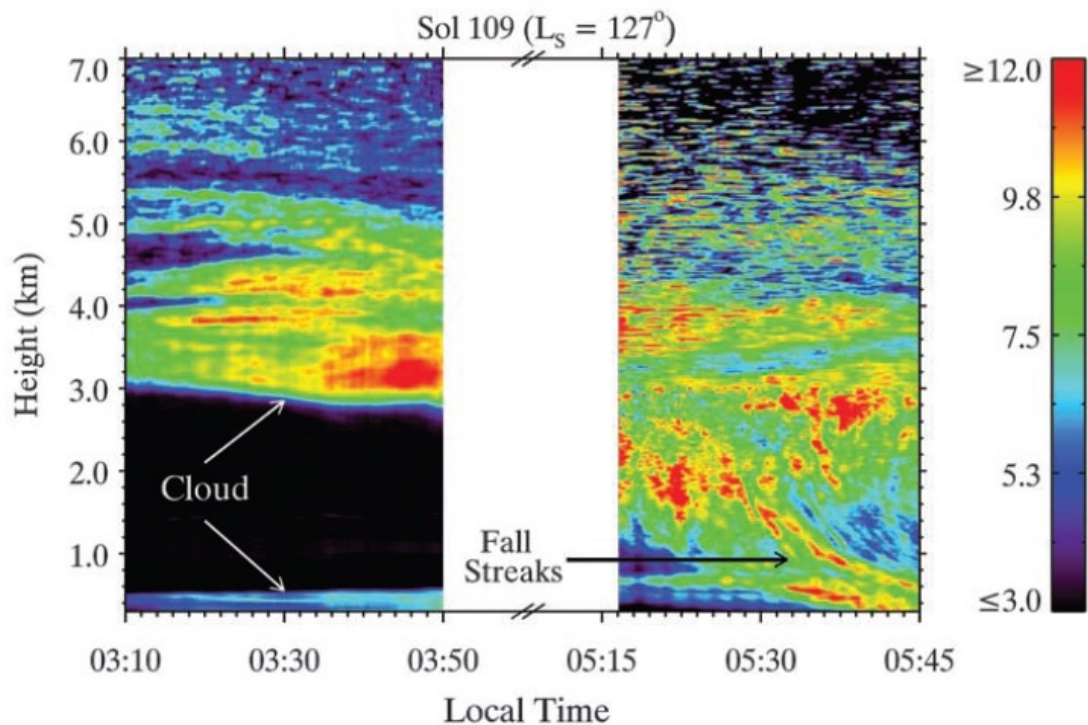


FIGURE 2.28 – Évolution du coefficient de rétrodiffusion ( $\times 10^6 \text{ m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ) de l'onde LIDAR à  $\lambda_r = 532 \text{ nm}$  en fonction de l'altitude et du temps. Les enregistrements sont acquis par le *lander* Phoenix à  $L_s = 127^\circ$  [Whiteway et al., 2009]. L'image de gauche atteste de la présence de nuages dont la base est située à 3 km d'altitude et d'un brouillard qui se forme près de la surface. L'image de droite acquise quelques heures plus tard montre la migration des nuages vers le sol et la formation de structures analogues aux *fall streaks* observées lors de précipitation de particules de glace sur Terre.

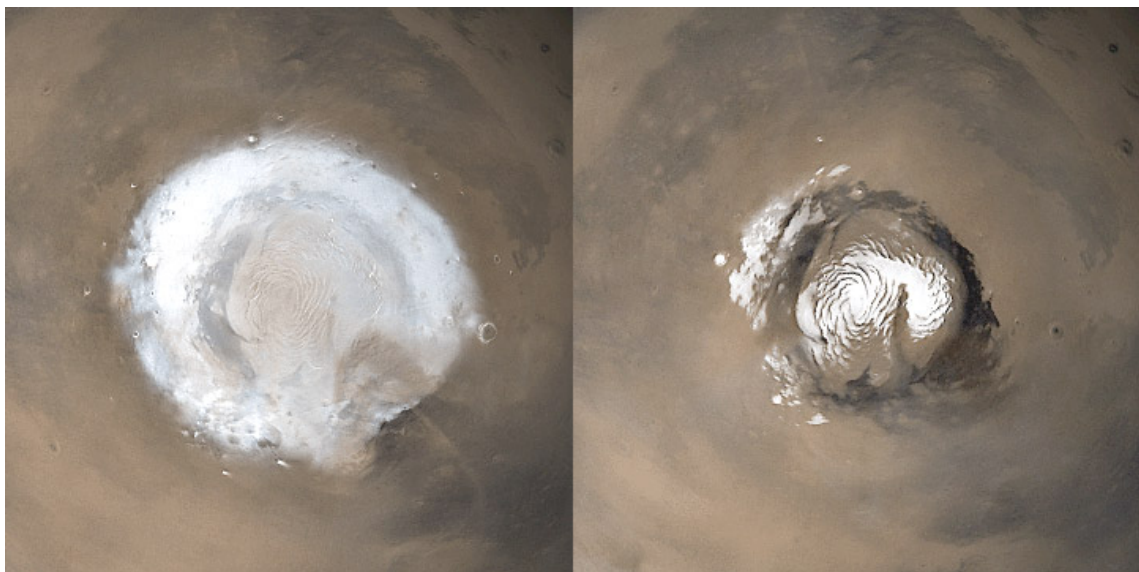


FIGURE 2.29 – Images de la calotte polaire Nord de Mars durant le printemps et la présence des dépôts saisonniers (Gauche) et durant l'été lorsque les dépôts saisonniers ont sublimé et laisse apparente la calotte permanente (Droite) (Crédits : NASA/JPL/Malin Space Science Systems).

Le dépôt de la glace d'eau devance temporellement et spatialement le dépôt de la glace de  $\text{CO}_2$ . Ainsi, on observe une extension plus importante des dépôts de glace d'eau qui forment un

anneau de glace d'extension entre  $2^\circ$  et  $6^\circ$  autour des dépôts de glace carbonique [Kieffer and Titus, 2001; Wagstaff et al., 2008; Appéré et al., 2011]. L'augmentation des températures au début du printemps entraîne la sublimation de la glace de  $CO_2$  (arrêt de la condensation à  $L_s = 30^\circ$ ) qui libère la glace d'eau qui peut alors sublimer lorsque le bilan d'énergie le permet. L'atmosphère se charge en humidité et atteint un maximum à  $L_s = 90^\circ$  (Fig. 2.26) [Pankine et al., 2010]. Une partie de la vapeur d'eau est injectée dans l'atmosphère et alimente un nuage situé au-dessus de l'anneau de glace d'eau et qui suit le retrait des dépôts saisonniers (Fig. 2.26) [Pankine et al., 2010]. Une autre partie de la vapeur d'eau est transportée à plus haute latitude où elle re-condense à la surface des dépôts de  $CO_2$  qui agissent comme un piège froid [Houben et al., 1997; Appéré et al., 2011]. La glace de  $CO_2$  disparaît complètement entre  $L_s = 70^\circ$  et  $90^\circ$  [Appéré et al., 2011].

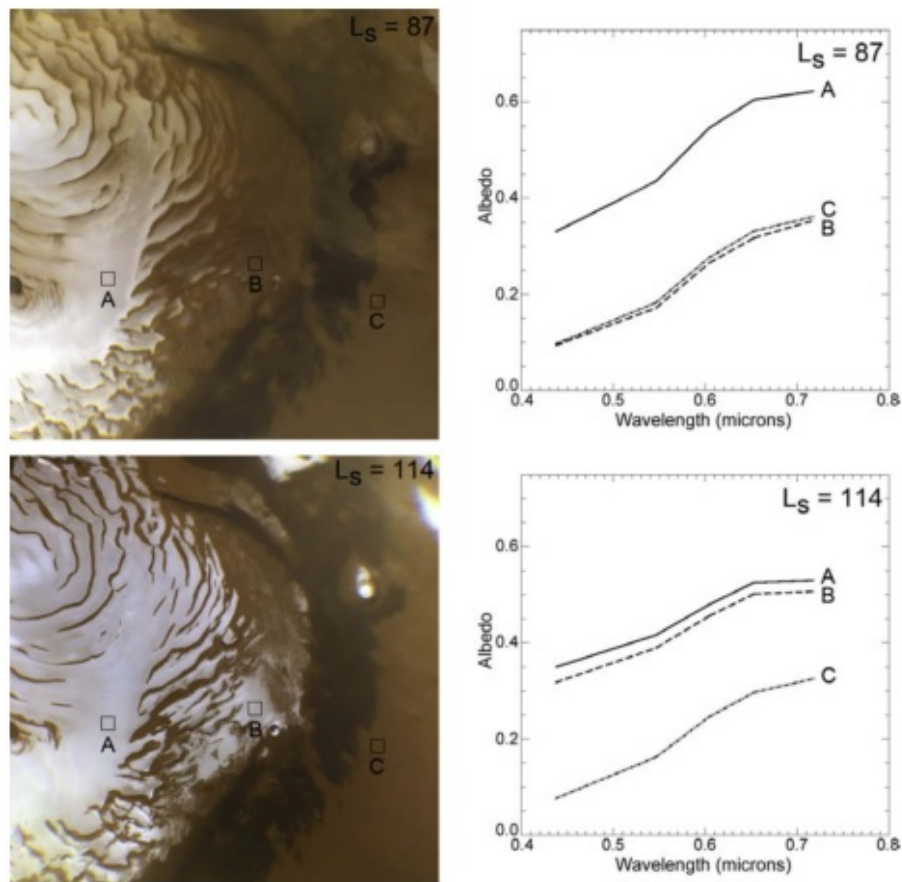


FIGURE 2.30 – Évolution d'une portion ( $0^\circ$  Ouest -  $180^\circ$  Ouest) de la calotte polaire Nord (images MARCI, mission *Mars Reconnaissance Orbiter* (MRO)) entre  $L_s = 87^\circ$  (gauche, haut) et  $L_s = 114^\circ$  (gauche, bas). Les cadres noirs indiquent l'emplacement de la mesure de l'albédo de surface sur trois zones d'intérêt. On remarque que l'albédo de la zone B change significativement entre les deux observations contrairement à ceux des zones A et C (droite) [Cantor et al., 2010].

Durant l'été ( $90^\circ < L_s < 180^\circ$ ), l'albédo de la calotte résiduelle subit des changements qui sont encore mal contraints et contradictoires [Bass et al., 2000; Hale et al., 2005; Langevin et al., 2005; Calvin and Titus, 2008; Byrne et al., 2008; Cantor et al., 2010]. Au début de l'été, les mesures spectroscopiques permettent d'observer une sublimation totale du givre d'eau saisonnier (jusqu'à  $L_s \approx 120^\circ$ ) laissant apparaître la glace de la calotte résiduelle sous-jacente composée de gros grains de glace relativement pauvre en poussière [Langevin et al., 2005; Appéré, 2012]. Ces observations attesteraient d'une ablation nette de la calotte permanente.

Néanmoins, localement des zones d'albédo plus forts persistent partiellement ou tout au long de l'été [Bass et al., 2000; James, 2001; Langevin et al., 2005; Byrne et al., 2008; Cantor et al., 2010]. Bass et al. [2000] observent que le centre de la calotte présente un albédo plus élevé que les régions alentours et agirait comme un piège froid d'accumulation de glace. Au solstice d'été ( $L_s = 90^\circ - 100^\circ$ ), l'albédo de la calotte est minimum et associé à la sublimation de la glace, puis celui-ci augmente au cours de l'été (Fig. 2.30) [Bass et al., 2000; James, 2001; Cantor et al., 2010]. Les observations de l'évolution de l'albédo à la fin de l'été sont contradictoires et peuvent être associées à des perturbations de l'intensité lumineuse [Bass et al., 2000; Byrne et al., 2008; Cantor et al., 2010]. Les observations de la calotte résiduelle sur plusieurs années attestent de la répétabilité des changements d'albédo Bass et al. [2000]; Calvin and Titus [2008]; Byrne et al. [2008]; Cantor et al. [2010]. Néanmoins, certaines études témoignent d'une augmentation de l'albédo de la glace sur plusieurs années [Hale et al., 2005].

L'interprétation de ces changements est complexe. Une augmentation de l'albédo peut provenir d'une condensation de la glace, d'une sublimation d'une couche de glace d'albédo plus faible, ou du retrait d'une couche de poussière. De même, un albédo plus faible peut résulter d'une sublimation de grains de fort albédo, d'un métamorphisme de la glace, d'un dépôt de poussière [Hale et al., 2005].

Actuellement, il apparaît que le bilan de masse de la calotte polaire Nord de Mars est mal contraint [Fishbaugh et al., 2008; Banks et al., 2010].

### 2.2.3.5 Taux d'accumulation de la glace

La calotte polaire Nord de Mars se construit par accumulation de couches de glace résiduelles qui persistent à la fin d'un cycle annuel de bilan de masse. Les processus d'accumulation et d'ablation sont toujours actifs et la surface subit une modification continue. Les taux d'accumulation peuvent être déterminés de plusieurs façons :

#### – *Interprétation stratigraphiques*

Comme en Antarctique, la calotte polaire Nord de Mars est constituée de couches de glace dont les propriétés sont caractéristiques du climat. À la surface de la calotte, les couches de glace et de poussières sont apparentes dans certaines zones que l'on nomme les dépressions en spirales (Section 2.2.4.4) et les escarpements (Section 2.2.4.5). La stratigraphie peut être analysée grâce aux données de topographie et d'imagerie (Fig. 2.20) [Laskar et al., 2002; Milkovich and Head, 2005; Fishbaugh and Hvidberg, 2006; Milkovich and Head III, 2006; Fishbaugh et al., 2010]. Ces exhumations de couches constituent un forage naturel qui permet d'accéder à l'enregistrement des conditions de dépôt en fonction du temps et d'étudier l'évolution de la calotte.

L'alternance de couches plus ou moins épaisses et d'albédo variable (dû à la teneur en poussière et/ou au métamorphisme des grains de glace) est supposée être reliée aux variations climatiques qui sont associées aux changements orbitaux de la planète Mars [Laskar et al., 2002]. Cette interprétation est complexe puisque la résolution des images ne permet pas toujours de bien identifier les couches et de les associer à une date. De plus, l'ablation nette et la géométrie du dépôt de la glace peuvent créer des discontinuités spatiales et temporelles entre les couches [Milkovich and Head III, 2006].

Les taux d'accumulation sont calculés sur les 500 premiers mètres de la stratigraphie des NPLD ( $\approx 850$  Ma). Les auteurs [Laskar et al., 2002; Milkovich and Head, 2005; Fishbaugh and Hvidberg, 2006; Milkovich and Head III, 2006; Fishbaugh et al., 2010] obtiennent des



taux d'accumulation à long terme de 0,3 à 0,6 mm/an.

– *Comptage de cratères*

Le comptage des cratères et l'étude de leur forme (dégradée ou non) permet d'établir des taux de resurfaçage de l'ordre de 1,2 à 4 mm/an [Herkenhoff and Plaut, 2000; Banks et al., 2010]. Cette méthode permet d'estimer des taux d'accumulation de la glace à court terme (10 - 20 Ma) [Banks et al., 2010]. Le principal problème de cette méthode est que la glace a tendance à s'accumuler préférentiellement dans les dépressions et accélère l'oblitération des cratères.

Il existe une différence d'environ un ordre de grandeur entre les taux d'accumulation déduits de l'interprétation stratigraphique et ceux obtenus par comptage de cratères. Cette différence peut exprimer, soit des biais d'interprétation pour les deux méthodes, soit elle traduit une accélération récente du taux d'accumulation de la glace. Ceci confirme l'idée que le lien chronologique entre la stratigraphie de la calotte polaire et les variations orbitales n'est pas trivial [Fishbaugh et al., 2010; Sori et al., 2014] et traduit la complexité des processus d'ablation et d'accumulation des glaciers.

## 2.2.4 Figures morphologiques à la surface de la calotte polaire Nord de Mars

### 2.2.4.1 Texture de surface

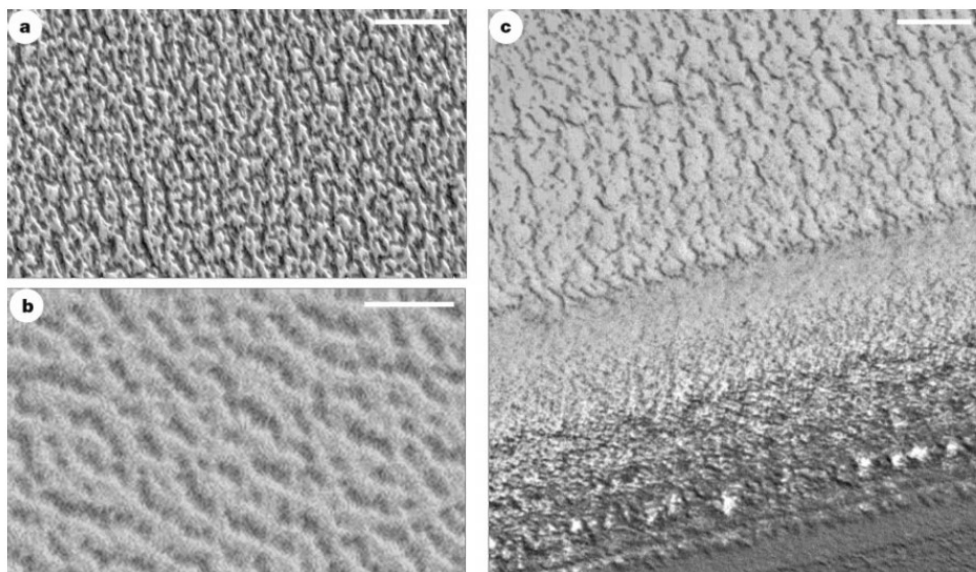


FIGURE 2.31 – Textures de surface de la calotte polaire Nord de Mars observées à partir d'images MOC de la mission *Mars Global Surveyor* (MGS) [Thomas et al., 2000]. (a) Texture de surface composée de creux et de bosses d'albédo différents ( $L_s = 120^\circ$ ). La barre d'échelle équivaut à 200 m. (b) Texture composée de trous et de bosses d'albédo proche ( $L_s = 107^\circ$ ). La barre d'échelle correspond à 50 m. (c) Texture de la surface et des couches qui affleurent dans une dépression topographique ( $L_s = 124^\circ$ ). La barre d'échelle correspond à 100 m.

La calotte résiduelle présente une texture plus ou moins rugueuse selon les régions observées (Fig. 2.31). Cette rugosité se traduit par l'alternance de trous (parfois les surfaces sont appelées "cottage cheese"), de bosses et de fissures [Thomas et al., 2000; Milkovich and Head III, 2006].



## 2.2. LA CALOTTE POLAIRE NORD DE MARS

Les trous sont espacés d'une dizaine de mètres et peuvent atteindre une profondeur de 1 à 3 mètres [Thomas et al., 2000]. Les couches de glace plus anciennes sous-jacentes sont découvertes dans les creux et se caractérisent par des teneurs en poussières différentes et un degré de métamorphisme des grains de glace plus avancé que les grains en surface [Banks et al., 2010].

Les rugosités de la glace peuvent présenter des linéations ou avoir une forme plus circulaire (Fig. 2.31). Cette texture est interprétée comme étant le résultat d'une ablation différentielle de la glace par sublimation analogue au processus à l'origine des trous d'ablation (*ablation hollows*) et des coupelles d'ablation (*suncups*) [Milkovich and Head III, 2006; Banks et al., 2010; Massé et al., 2010] qui sont des figures communes à la surface des glaciers terrestres [Betterton, 2001]. Cette forme peut également être le résultat d'un transport éolien des particules de glace [Tanaka et al., 2008].

La texture de surface permet de fournir des indices sur les facteurs physiques impliqués dans les processus d'accumulation et d'ablation à la surface de la calotte. Au cours de sa formation, la calotte polaire Nord de Mars a subi des conditions de dépôts différentes [Milkovich and Head III, 2006].

### 2.2.4.2 Frost streaks

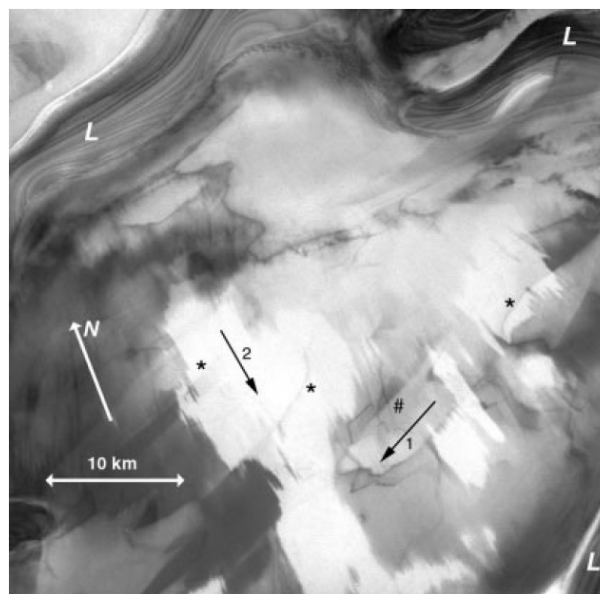


FIGURE 2.32 – *Frost streaks* à la surface de la calotte polaire Nord de Mars (79,5° Nord - 339° Ouest - Image Viking 56B84,  $L_s = 132^\circ$ ). Les flèches 1 et 2 indiquent des directions de stries. Les anciennes traces de *frost streaks* sont symbolisées par un astérisque. Les couches exhumées à la surface de la calotte sont indiquées par le symbole "L" [Howard, 2000].

Les *frost streaks* (ou stries de givre) sont des objets très fréquents à la surface de la calotte polaire Nord de Mars (Fig. 2.32). Elles peuvent s'étendre sur plusieurs mètres à plusieurs dizaines de kilomètres et présentent généralement une forme allongée [Howard, 2000]. Ces figures ont des bords pointus et anguleux qui rappellent la forme en "flamme" des patches de givre en Antarctique (Fig. 2.8 - Section 2.1.2.3) [Cutts et al., 1979; Scambos et al., 2007].

L'albédo variable des stries (entre 0,3 et 0,5 [Howard, 2000]) indique soit une teneur différente de poussière [Cutts et al., 1979; Howard, 2000] soit un métamorphisme des grains de glace [Warren and Wiscombe, 1980; Kieffer, 1990; Fishbaugh et al., 2010]. De plus, il arrive parfois que de

nouveaux dépôts laissent entrevoir d'anciennes stries sous-jacentes (Fig. 2.32). Ceci suggère que les dépôts sont composés de glace optiquement transparente et/ou que la couverture des stries n'est pas régulière. Dans tous les cas cette observation suggère que l'épaisseur des *frost streaks* est faible [Howard, 2000].

Ces figures témoignent de l'activité éolienne à la surface de la calotte polaire Nord de Mars. L'orientation de ces structures linéaires est un indice de la direction principale du vent. La grande fréquence et la répartition presque homogène des *frost streaks* à la surface de la calotte polaire permet d'établir une cartographie globale de la direction des vents (Fig. 2.22 (a) et (b)).

Si l'influence du vent est bien établie, le mode de formation, la période de formation et la composition des *frost streaks* restent incertains [Howard, 2000].

On suppose qu'elles se forment soit par condensation de givre directement à la surface [Kieffer, 1990; Howard, 2000; Scambos et al., 2007], soit par transport de particules de glace si le vent est suffisamment puissant [Pollack et al., 1976; Thomas, 1979; Howard, 2000]. Le manque d'études à long terme de ces structures ne permet pas de conclure sur une période favorable à leur formation. Il apparaît tout de même que les stries s'observent tout au long de l'année mais sont davantage visibles en été [Howard, 2000]. Si certaines sont éphémères, de larges *frost streaks* peuvent persister d'une année sur l'autre [Howard, 2000; Scambos et al., 2007] traduisant la variabilité de la fréquence et de l'intensité des événements à l'origine de leur formation. Ainsi, les dépôts peuvent potentiellement être composés de glace d'eau, de glace de  $CO_2$  et de poussière.

### 2.2.4.3 Petites ondes topographiques

De petites ondes topographiques, également appelées ondulations dans la littérature, ont été décrites à la surface de la calotte polaire Nord de Mars (Fig. 2.33) [Cutts et al., 1979; Squyres, 1979; Howard et al., 1982; Howard, 2000]. Elles ont une longueur d'onde de 8 à 12 km, une amplitude variant de 10 à 100 m et une extension latérale pouvant atteindre 100 km [Howard, 2000]. Elles se forment en séries de plusieurs ondes et sont généralement sub-parallèles à la direction des grandes ondes topographiques et se développent presque perpendiculairement à la direction principale des vents [Cutts et al., 1979; Squyres, 1979; Howard, 2000].

De nombreuses interprétations ont été proposées pour expliquer cet objet mais jusqu'à présent aucune conclusion n'est effective. Parmi celles-ci :

- Les crêtes correspondent à l'avancée et au recul périodique de la calotte polaire [Cutts et al., 1979].
- Les grandes ondes topographiques migrent en direction du pôle et les ondulations sont les marqueurs des anciennes positions des grandes ondes [Squyres, 1979].
- Les petites ondes topographiques se forment sous l'influence de l'écoulement du glacier [Budd et al., 1986].
- Les ondulations sont des reliquats des dépressions des grandes ondes topographiques qui se sont fermées par relaxation visqueuse de la glace [Pathare and Paige, 2005].
- Le remplissage par de la glace et de la poussière d'anciennes dépressions sont à l'origine de ces ondes [Rodriguez et al., 2007].
- Les petites ondes topographiques résultent de l'interaction entre des ondes atmosphériques et la surface de la glace. Les grandes ondes topographiques pourraient être à l'origine d'ondes stationnaires à l'aval des crêtes [Howard, 2000; Smith et al., 2013].

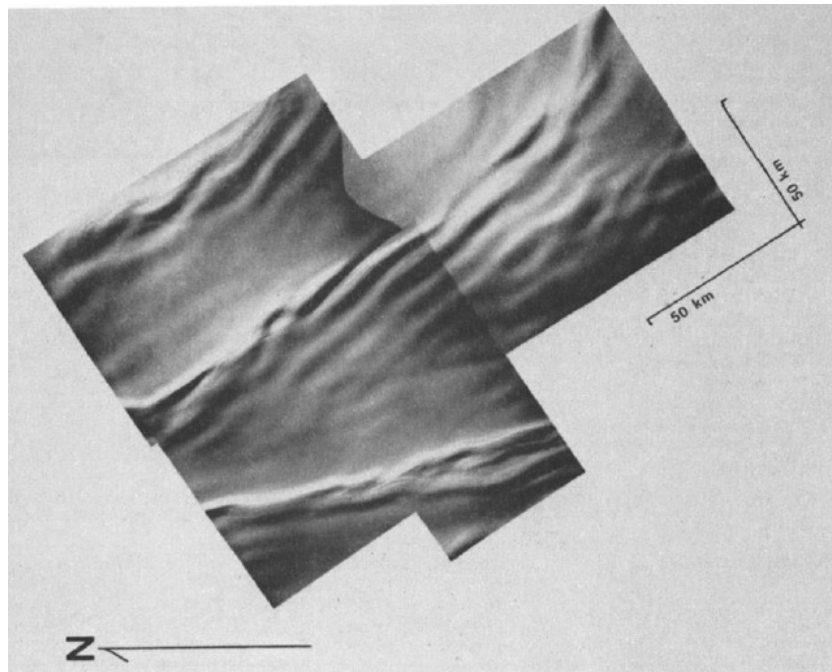


FIGURE 2.33 – Observation de petites ondes topographiques à la surface de la calotte polaire Nord de Mars (mosaïque d’images Viking acquises durant le printemps) [Cutts et al., 1979]. Ces petites ondes se situent entre les grandes dépressions en spirales à plus grande longueur d’onde.

### 2.2.4.4 Grandes ondes de sédimentation

La forme de surface de la calotte polaire Nord de Mars est dominée par la présence de grandes ondes topographiques en forme de spirales (Fig. 2.18, 2.19). Ces ondes topographiques ont une longueur d’onde d’environ 20 et 70 km, une amplitude de plusieurs centaines de mètres et une extension latérale de quelques kilomètres à plusieurs centaines de kilomètres [Howard, 1978; Cutts et al., 1979; Squyres, 1979; Howard, 2000].

La crête de ces grandes ondes topographiques se développe avec un angle d’environ  $90^\circ$  par rapport à la direction principale des vents (Fig. 2.34) [Howard, 2000]. Cet angle ne varie pas en fonction de la latitude (Fig. 2.34 (b) et (d)). Ces mesures et la forme en spirale des ondes attestent de sa dépendance au vent comme suggéré par [Howard et al., 1982; Howard, 2000; Smith and Holt, 2010; Smith et al., 2013].

Il apparaît également que la pente sous le vent est généralement plus forte ( $2^\circ$  à  $15^\circ$ ) que la pente face au vent ( $0,5^\circ$  -  $7^\circ$ ) [Blasius et al., 1982; Howard, 2000; Pathare and Paige, 2005].

Les grandes ondes topographiques se caractérisent par une composition de surface et un albédo différents sur les deux faces. Les pentes faces au vent et les sommets sont recouverts par de la glace tandis que sur les faces raides sous le vent, les couches de glace plus ou moins riches en poussières de la calotte sont apparentes [Cutts et al., 1979; Howard et al., 1982; Massé et al., 2010; Milkovich and Head, 2005].

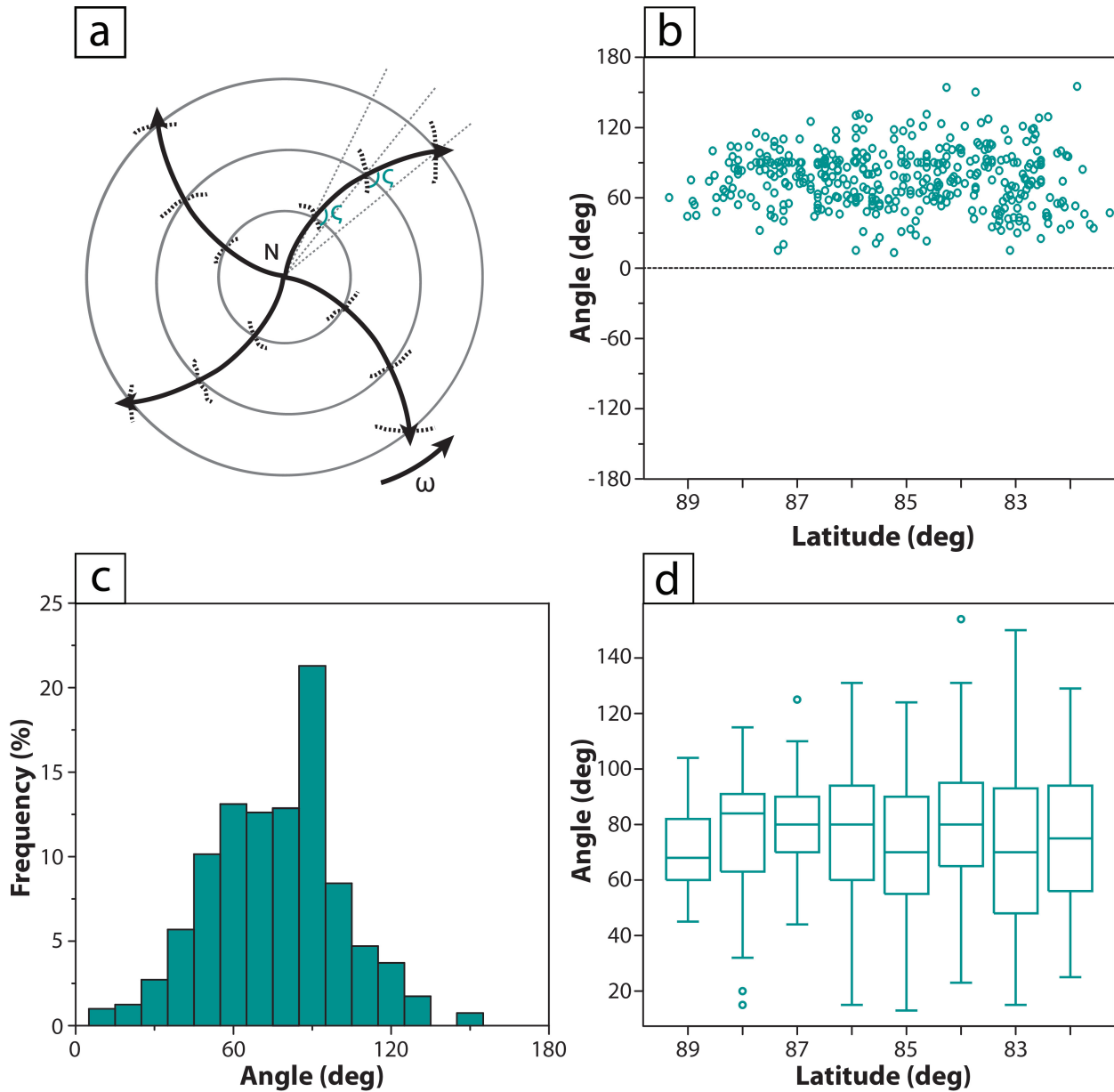


FIGURE 2.34 – Orientations des lignes de vent par rapport aux crêtes des grandes ondes de sédimentation. (a) Schéma indiquant l'angle  $\zeta$  qui correspond à la mesure de l'angle entre les lignes de vents (flèches noires) et la limite entre la zone d'accumulation et la zone d'érosion des grandes ondes de sédimentation (pointillés noirs). L'angle est positif dans le sens inverse de la rotation de la planète (indiqué par la flèche noire en bas à droite). La direction Nord-Sud en chaque point de mesure est représentée par des lignes grises pointillées. Les cercles gris correspondent à la latitude. (b) Angle que j'ai mesuré pour chaque strie de vent cartographiée sur la carte 2.22 (a) à proximité d'une dépression topographique en fonction de la latitude et hors zone grise. L'incertitude sur la mesure est estimée à  $\pm 5^\circ$ . (c) Histogramme des angles  $\zeta$  mesurés. (d) Représentation par des boîtes à moustache des angles  $\zeta$  mesurés en fonction de la latitude. Les bords horizontaux des rectangles correspondent au premier et troisième quartile. La ligne horizontale qui coupe le rectangle indique la médiane des valeurs, les extrémités des segments inférieurs et supérieurs au rectangle représente respectivement le premier et neuvième décile des valeurs et enfin, les points correspondent aux valeurs hors bornes.

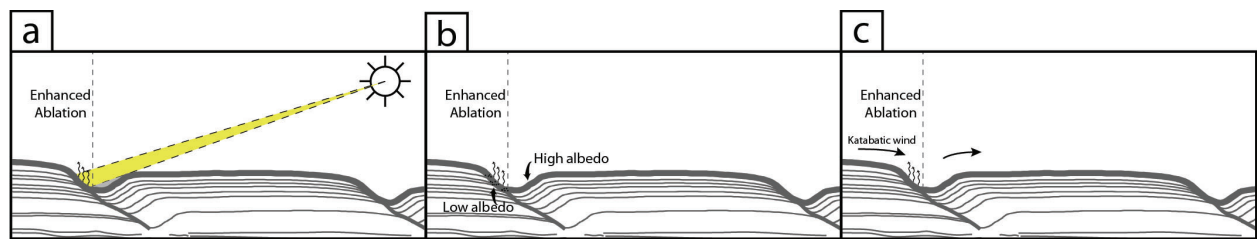


FIGURE 2.35 – Principaux agents physiques impliqués dans la formation des grandes ondes de sédimentation. (a) Variation de l’insolation entre les faces exposées à l’équateur plus raides et celles exposées au pôle plus douces. (b) Contraste d’albédo entre les faces amonts et aval. (c) Transport de vapeur d’eau par le vent à la surface de la calotte.

L’origine et la dynamique de ces structures à longtemps alimenté les débats et a fait l’objet de nombreuses descriptions et de modélisations numériques :

- Les dépressions résultent de surges glaciaires [Weijermars, 1986].
- L’insolation de la face au Soleil (tournée vers l’équateur) est plus intense et favorise la sublimation de la glace et l’exhumation des couches riches en poussière. Cette action est amplifiée par le contraste d’albédo entre les faces orientées vers le pôle et les faces orientées vers l’équateur et mène à une migration vers le pôle des dépressions (Fig. 2.35 (a) et (b)) [Cutts et al., 1979; Squyres, 1979; Pathare and Paige, 2005].
- Sous l’influence du vent, le matériel érodé (par transport de particule ou sublimation) est redéposé sur les faces amonts suivantes des grandes ondes topographiques. Cette géométrie d’accumulation et d’ablation engendre la migration vers le pôle des grandes ondes topographiques [Howard et al., 1982; Howard, 2000].
- Les ondes topographiques résultent d’un modèle qui couple (1) l’accumulation de la glace sur les faces amonts des ondes et une ablation par sublimation sur les faces aval, à (2) un écoulement de la glace des zones d’accumulation vers les zones d’ablation [Fisher, 1993].
- La formation de dépressions est le résultat d’un transport de la vapeur d’eau par le vent et d’une anomalie d’albédo. L’albédo plus faible favorise la sublimation de la glace [Ivanov and Muhleman, 2000; Ng and Zuber, 2006].
- Incision des couches de glace (NPLD) de la calotte polaire Nord de Mars par l’action du vent [Rodriguez et al., 2007; Tanaka et al., 2008].

Les profils radars de la calotte polaire Nord de Mars ont récemment révélés que ces structures migrent à contre-sens du vent au fur et à mesure de leur construction et ne sont pas des incisions dans les couches de glace existantes [Ivanov and Muhleman, 2000; Ng and Zuber, 2006; Rodriguez et al., 2007; Tanaka et al., 2008]. Cette dynamique est une réponse à l’asymétrie du processus d’accumulation et d’ablation (Fig. 2.36 (b) et (c)) [Smith and Holt, 2010; Smith et al., 2013]. En effet, les radargrammes révèlent des discontinuités stratigraphiques entre les ondes de sédimentation qui traduisent une accumulation nette de la glace sur la face amont et une ablation nette sur la face aval [Howard et al., 1982; Howard, 2000; Ivanov and Muhleman, 2000; Ng and Zuber, 2006; Smith and Holt, 2010; Massé et al., 2010, 2012; Smith et al., 2013].

Cette observation est en accord avec l’hypothèse de redistribution et de migration des grandes ondes de sédimentation proposée par Howard et al. [1982].



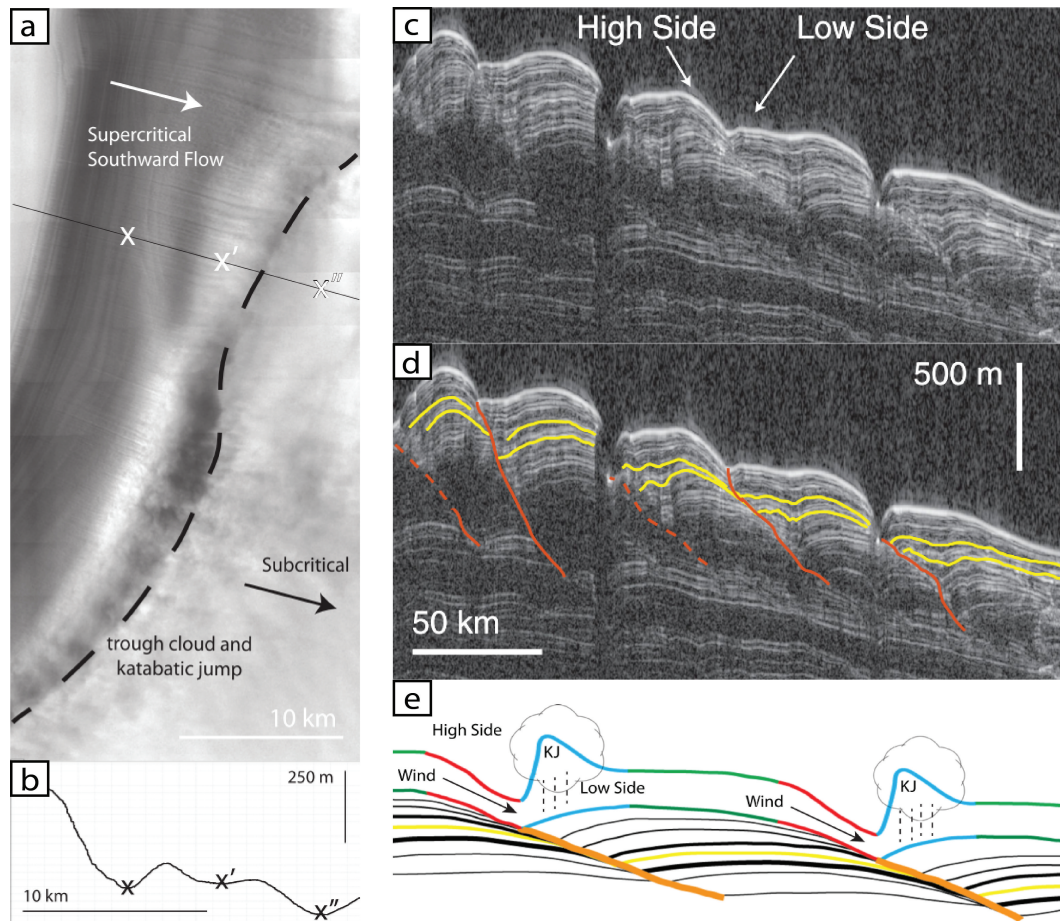


FIGURE 2.36 – Structure interne et dynamique des grandes ondes de sédimentation. Les figures présentées sont issues de [Smith et al. \[2013\]](#). (a) Nuage dans une dépression entre deux grandes ondes de sédimentation (Portion d'une image THEMIS VIS acquise à  $L_s = 90,6^\circ$  et à  $87^\circ$  Nord -  $82^\circ$  Est). Le long de la pente la plus raide (à gauche - exhumation des couches de poussière et de glace) le vent accélère (régime super-critique) jusqu'au fond de la dépression (X) et forme des stries. L'écoulement ralentit (régime sub-critique) à l'approche de la pente amont de l'onde suivante formant un nuage (tirets noirs). D'après les ombres, le nuage se forme proche de la surface. Cette écoulement est caractéristique des sauts catabatiques. (b) Profil topographique représenté par une ligne noire sur (a). Les marques "X", "X'" et "X'" indiquent les minima topographiques. (c) Portion d'un radargramme SHARAD (1294501) (mission MRO) le long des grandes ondes de sédimentation. Les réflecteurs (couleur claire) reflètent la stratigraphie des ondes de sédimentation de glace et la migration des crêtes vers l'amont. (d) Interprétation stratigraphiques des réflecteurs du radargramme présentés en (c). Les discontinuités stratigraphiques (traits rouges pleins et tirets) et les variations d'épaisseur entre les réflecteurs (traits jaunes) traduisent des processus complexes d'accumulation et d'ablation de la glace. (e) Schéma de principe de la dynamique des grandes ondes de sédimentation associé à des sauts catabatiques. Le vent accélère sur les pentes aval et raides des grandes ondes de sédimentation provoquant une sublimation accrue de la glace et une exhumation des couches (rouge) et des discontinuités stratigraphiques en profondeur (orange). Sur la pente amont l'épaisseur de l'écoulement augmente brutalement et engendre la formation d'un nuage qui favorise le dépôt de glace sur cette zone par condensation à la surface et/ou précipitations (bleu). Sur le plateau le régime de vent est sub-critique et ne provoque pas de variations topographiques majeures (vert). L'accumulation asymétrique de glace provoque la migration à contre-sens des grandes ondes de sédimentation.

Ainsi, la dynamique des grandes ondes de sédimentation est contrôlée par l'action combinée des vents catabatiques et de la sublimation de la glace sur la face sous le vent et le re-dépôt de la glace sur la face amont suivante [Howard, 1978, 2000; Smith and Holt, 2010; Smith et al., 2013]. Il apparaît que d'autres facteurs tels que l'insolation et le contraste d'albédo favorisent ce processus éolien (Fig. 2.35).

L'observation de nuages présents dans les creux des grandes ondes topographiques est une preuve de la forte interaction de ces figures glacées avec l'atmosphère (Fig. 2.36 (a)). Smith et al. [2013] proposent que ces nuages correspondent à l'expression d'un écoulement de type saut catabatique (Section 2.1.2.1) [Pétré and André, 1991] qui favorise l'érosion de la glace sur la face aval [Spiga et al., 2011] et l'accumulation sur la face amont (Fig. 2.36 (b)). Des structures sédimentaires que l'on observe sous l'eau (lit de rivières ou fonds sous-marins), connues sous le terme de *cyclic steps*, présentent une dynamique analogue aux grandes ondes de sédimentation sur Mars [Kostic et al., 2010; Cartigny et al., 2011; Smith et al., 2013].

Les ondes de sédimentation se construisent sur une épaisseur d'environ 600 m sous la surface. La vitesse de migration de ces structures est estimée entre 0,20 mm et 16 cm/an [Smith and Holt, 2010; Smith et al., 2013]. L'écoulement de la glace accélère au niveau des zones d'ablation et participe à lisser la surface [Fisher, 2000; Hvidberg, 2003; Pathare and Paige, 2005]. Néanmoins, l'action de ce facteur est négligeable comparé aux processus qui contrôlent le bilan de masse en surface [Hvidberg, 2003; Smith and Holt, 2015].

La diversité de l'architecture interne des grandes ondes de sédimentation témoignent de la variabilité des processus d'accumulation et d'ablation de la glace spatialement et temporellement [Smith and Holt, 2015]. L'initiation de ces structures implique nécessairement un changement climatique majeur qui influence l'intensité du vent, le taux d'accumulation ou encore les températures. Les conditions ont été favorables à deux reprises dans l'histoire de la calotte pour former ces structures (ondes de sédimentation enfouies) [Smith and Holt, 2010, 2015]. Cette accumulation asymétrique complique l'interprétation temporelle des couches stratigraphiques puisque l'accumulation n'est pas strictement horizontale au cours de l'histoire de la calotte polaire Nord [Laskar et al., 2002; Milkovich and Head, 2005; Fishbaugh and Hvidberg, 2006; Milkovich and Head III, 2006; Fishbaugh et al., 2010]. La compréhension de la dynamique et des processus impliqués dans la formation des grandes ondes de sédimentation, apparaît primordiale pour la compréhension de la dynamique glaciaire.

### 2.2.4.5 Escarpements et chasmas

Localement, les bordures de la calotte polaire Nord de Mars sont caractérisées par d'imposants escarpements qui ont parfois une forme en arc de cercle (2.37) [Howard, 1978; Cutts et al., 1979; Blasius et al., 1982; Tanaka et al., 2008; Massé et al., 2012]. Les escarpements présentent des pentes très fortes ( $> 20^\circ$ ) [Howard, 2000; Pathare and Paige, 2005] et sont incisés dans la glace jusqu'à exhumer les couches de l'Unité Basale [Fishbaugh and Head, 2005; Tanaka et al., 2008; Putzig et al., 2009] (Fig. 2.20 - Section 2.2.2).

Leur formation est soumise à débat entre une origine fluviale (surge glaciaire) [Clifford, 1987; Benito et al., 1997] et une origine éolienne [Howard, 1978; Cutts et al., 1979; Howard et al., 1982; Howard, 2000; Massé et al., 2010, 2012]. Néanmoins, l'observation accrue de *frost streaks* [Howard, 2000] à l'amont et la présence fréquente de champs de dunes de sable à l'aval de ces structures [Howard, 2000; Massé et al., 2010, 2012] atteste l'intensité des processus éoliens actuellement.



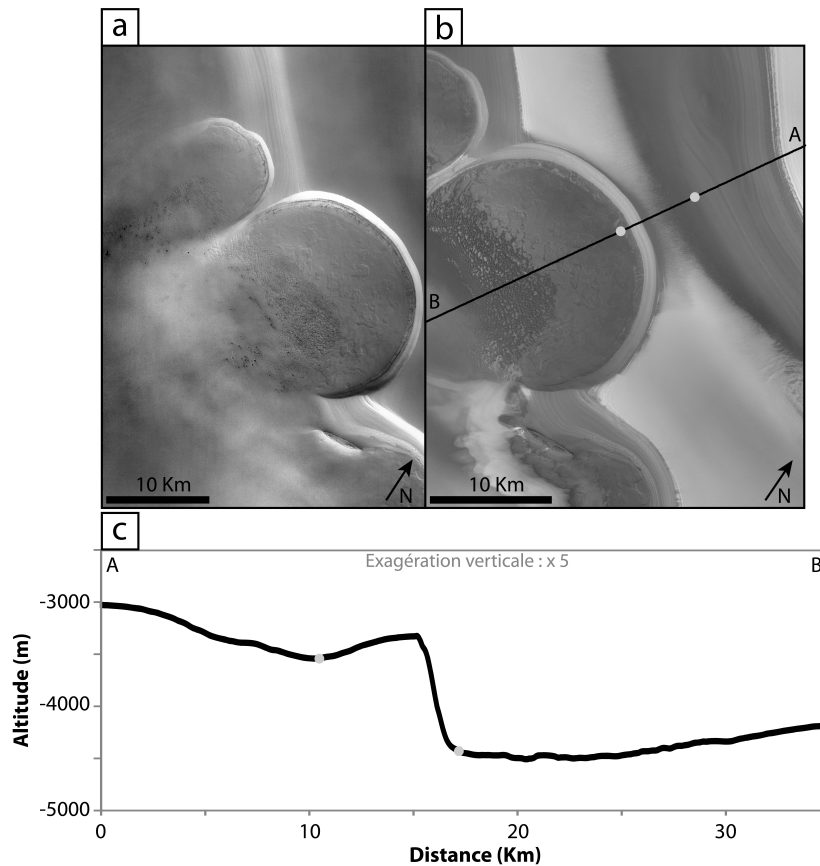


FIGURE 2.37 – Escarpement en forme d’arc de cercle de la calotte polaire Nord de Mars. (a) Portion d’image CTX (B16\_015948\_2650\_XN\_85N123W) acquise au début du printemps ( $L_s = 26,5^\circ$ ) lorsque les dépôts saisonniers sont toujours présents. (b) Portion d’image CTX (D01\_027776\_2651\_XN\_85N121W) acquise par la sonde MRO en été lorsque le givre saisonnier a sublimé ( $L_s = 131,6^\circ$ ). La ligne noire correspond au profil AB présenté en (c). (c) Coupe topographique le long du profil AB obtenu à partir d’un MNT MOLA (MGS). Les points gris marquent les positions sur l’image (b) du minimum d’altitude de la dépression de la grande onde de sédimentation et de l’escarpement.

Des bordures de glace très raides sont également observées sur des glaciers tropicaux dont le bilan de masse est dominé par la sublimation, comme le Kilimandjaro par exemple [Mölg et al., 2003; Kaser et al., 2004; Cullen et al., 2007].

Les escarpements bordent généralement de plus vastes dépressions que l’on nomme des *Chasmas*. Le plus spectaculaire est *Chasma Boreale* qui isole le lobe de *Gemina Lingula* du dôme principal (Fig. 2.18 - Section 2.2.2). Il mesure plus de 500 km de long, peut être large de 100 km et atteint une profondeur de 2 km. Actuellement, *Chasma Boreale* constitue un vaste bassin de drainage des vents catabatiques (Fig. 2.22) qui favorise la formation de dunes de sable dans la dépression [Howard, 2000]. Néanmoins, comme pour les escarpements, une origine impliquant un phénomène fluvial [Clifford, 1987; Benito et al., 1997; Anguita et al., 2000], éolien [Howard, 1978, 2000; Warner and Farmer, 2008] ou les deux [Fishbaugh, 2002] est envisagée pour cette vaste structure.

## 2.3 Conclusion

Les interactions entre l'atmosphère et la cryosphère sont à l'origine d'objets morphologiques très variés. Ceux-ci traduisent le degré d'implication relatif des différents agents de l'accumulation et de l'ablation dans leur formation en fonction des forçages climatiques locaux ou à l'échelle des calottes. Le vent entraîne une redistribution hétérogène de la glace à la surface des glaciers. Cette redistribution implique aussi bien le transport de particules que l'advection de la vapeur d'eau et a une influence primordiale pour la détermination du bilan de masse de surface [Rémy and Frezzotti, 2006; Das et al., 2013].

À la surface des calottes polaires martienne et antarctique, on observe des processus d'accumulation et d'ablation similaires. Le changement de phase par sublimation et condensation joue un rôle non négligeable dans la formation d'objets glaciaires en Antarctique (zone de glace bleue, surface vitrifiée) mais domine surtout le cycle d'accumulation et d'ablation de la calotte polaire Nord de Mars.

En Antarctique le transport de particules constitue le processus de remobilisation des dépôts le plus actif. L'accumulation non homogène provoque un métamorphisme par sublimation plus intense des grains situés dans les zones de faible accumulation. L'augmentation de la taille de grains provoque un retro-contrôle positif. La diminution de la rugosité de surface ne favorise pas le dépôt de particules et la diminution de l'albédo engendre une augmentation de l'énergie absorbée et disponible pour la sublimation. À l'inverse, les zones d'accumulation sont caractérisées par des micros à macros rugosités (sastrugi) constituées de neige à grains fins. Les caractéristiques physiques et optiques de ces surfaces permettent leur détection par télédétection et leur cartographie à l'échelle du continent.

L'écoulement de la glace étant négligeable à la surface de la calotte polaire Nord de Mars, ce sont les processus de surface qui contrôlent la forme. Même s'il persiste des incertitudes sur le mode de formation de certains objets (*Chasmas* ou escarpements), la présence de puissants vents catabatiques et l'abondance d'indices morphologiques à différentes échelles (stries de givre, grandes ondes de sédimentation) attestent du rôle primordial du vent dans le contrôle des objets de surface.

Des études relativement récentes ont révélées le développement de grandes ondes de sédimentation de glace à la surface de l'Antarctique (mégadunes [Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002] et à la surface de la calotte polaire Nord de Mars (grandes ondes de sédimentation [Howard, 2000; Smith and Holt, 2010; Smith et al., 2013]). Leur dynamique est le résultat d'une accumulation asymétrique de la glace entre les faces amonts et avals des ondes conduisant à une migration dans le sens contraire du vent. Cette dynamique singulière est attribuée à l'interaction complexe entre le vent, la topographie et les processus d'accumulation de la glace. Celles-ci n'avaient auparavant jamais été décrites pour des figures éoliennes. L'occurrence de formes aux caractéristiques analogues dans deux environnements différents peut permettre d'apporter des contraintes sur les facteurs de leur formation.

Il apparaît que même si les objets glacés de type "dune" présentent des similitudes avec les dunes de sables éoliennes et sous-marines, le caractère thermodynamiquement instable de la glace, impliquant des processus de métamorphisme et de changements de phase, confère une physique et des caractéristiques singulières aux formes créées à la surface des glaciers.

La diversité et l'abondance des objets créés par l'interaction entre les vents et la cryosphère témoignent de la complexité des processus redistribution de la neige en surface et de son importance pour la contrainte du bilan de masse des glaciers.



## Chapitre 3

# Les ondes de sédimentation à la surface de la calotte polaire Nord de Mars

La calotte polaire Nord de Mars et la calotte Antarctique présentent de nombreuses similitudes. En effet, elles interagissent avec une atmosphère froide et sèche, les taux d'accumulation de glace sont à leurs surfaces très faibles et elles sont sujettes à un régime de vents catabatiques puissants et presque continus. La similitude de ces environnements peut mener au développement, à la surface de ces glaciers, de formes similaires qui résultent d'interactions complexes entre la cryosphère et le vent.

Les ondes de sédimentation illustrent parfaitement ces interactions rétroactives entre l'accumulation de la glace et l'écoulement du vent au-dessus à la surface d'une calotte.

Elles ont été décrites pour la première fois en Antarctique et nommées mégadunes (Section 2.1.3.5) [Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002]. Leurs dimensions et leur dynamique inhabituelles pour des formes éoliennes attestent que des mécanismes différents ou complémentaires de ceux qui interviennent dans les dunes sédimentaires "classiques" sont impliqués dans leur développement. Actuellement, ces mécanismes restent mal contraints mais impliquent probablement la redistribution de la glace par le vent, le métamorphisme de la glace et des effets rétroactifs dynamiques et thermiques entre la surface glacée et la couche limite dynamique de l'atmosphère [Frezzotti et al., 2002; Anschütz et al., 2006; Courville et al., 2007]. La difficulté d'accès de ces zones est un frein pour apporter des contraintes sur ces mécanismes.

La surface de la calotte polaire Nord de Mars est dominée par d'imposantes structures topographiques nommées "dépressions en spirales" (Section 2.2.4.4). L'analyse morphologique de ces grandes ondes topographiques a permis de supposer que la dynamique de ces objets pouvait être similaire à celle des mégadunes en Antarctique [Howard, 2000; Fisher, 2000]. Il a fallu attendre l'arrivée de données radar pour confirmer que ces ondes topographiques correspondent effectivement à des ondes de sédimentation qui migrent à contre-sens des vents catabatiques [Smith and Holt, 2010]. Si l'analogie entre la dynamique des grandes ondes de sédimentation à la surface de la calotte polaire Nord de Mars et celles des mégadunes est établie [Smith and Holt, 2010; Smith et al., 2013] aucune étude ne s'est attachée à comparer la morphologie des ondes de sédimentation martiennes et terrestres.

À la surface de la calotte polaire Nord de Mars, on observe également des petites ondes topographiques superposées aux grandes ondes de sédimentation [Cutts et al., 1979; Howard, 2000; Smith et al., 2013] qui présentent aussi des similitudes morphologiques avec les mégadunes antarctiques. Les hypothèses proposées quant à l'origine de ces structures sont variées (Section 2.2.4.3) [Cutts et al., 1979; Squires, 1979; Pathare and Paige, 2005; Rodriguez et al., 2007; Howard, 2000;

Smith et al., 2013], mais jusqu'à présent aucune n'a été confirmée.

L'étude du développement de ces ondes à la surface des calottes polaires martiennes et terrestres constitue un enjeu fondamental pour comprendre les processus d'accumulation de la glace en fonction des variations climatiques et évaluer la dynamique glaciaire à l'échelle globale [Frezzotti et al., 2002; Rémy and Frezzotti, 2006].

Afin de contraindre la morphologie et la dynamique des petites ondes topographiques à la surface de la calotte polaire Nord de Mars, nous avons mené une étude impliquant des données radar, de topographie, d'imagerie et de spectroscopie. Ces données sont obtenues sur Mars par des instruments de télédétection à bord des sondes en orbite autour de la planète. Les données et les méthodes utilisées pour étudier la surface de la calotte polaire martienne sont présentées dans la première partie de ce chapitre. L'analyse morphologique et spectroscopique des petites ondes topographique fait l'objet de la seconde partie du chapitre. Enfin, dans la troisième partie de ce chapitre, les résultats obtenus sont confrontés à différentes interprétations et comparés aux études réalisées précédemment sur les grandes ondes de sédimentation martiennes et les mégadunes en Antarctique. Cette étude a fait l'objet d'une publication qui est présentée en Annexe A.

## 3.1 Données et méthodes d'analyse

### 3.1.1 Acquisition et interprétation de données

#### 3.1.1.1 Télédétection

L'étude de la surface de la calotte polaire Nord de Mars est possible grâce aux données de télédétection acquises par les sondes en orbite autour de la planète. La télédétection désigne l'ensemble des techniques permettant d'étudier la surface ou l'atmosphère d'un corps à distance à l'aide d'un instrument. La mesure peut être active. Dans ce cas, l'instrument de mesure émet une onde puis mesure le signal réfléchi par la surface du corps. Le radar et le lidar reposent sur ce principe. La mesure peut également être passive, c'est-à-dire que l'instrument mesure l'énergie émise ou réfléchie par la surface du corps. Dans ce cas la source lumineuse est le Soleil. C'est le cas par exemple de la spectro-imagerie.

Les instruments à bord des orbiteurs martiens ont permis l'accès à un grand volume de données pour des domaines d'exploration variés. Ainsi, nous avons à notre disposition des données topographiques, des radargrammes et des images dans une large gamme spectrale. Jusqu'à présent, bien que des missions spatiales impliquant un *lander* ou un *rover* aient accompli leurs missions, les mesures *in-situ* restent très limitées et apportent peu de contraintes sur l'environnement polaire martien. Le *lander Viking 2* (48° N - 134° E) a permis l'observation de la condensation saisonnière de la vapeur d'eau lors de l'hiver Nord [Svitek and Murray, 1990]. Le *lander Phoenix* s'est posé dans une région polaire proche de la calotte Nord de Mars (68° N - 233° E). Cette mission a notamment permis la confirmation de la présence de glace dans le sol proche de la surface [Kossacki and Markiewicz, 2009] et l'observation par mesure laser d'une possible précipitation de grains de glace [Whiteway et al., 2009].

#### 3.1.1.2 Paramètres d'observations

La géométrie d'acquisition en télédétection est fondamentale pour la calibration et l'interprétation des données. En effet, que ce soit en mode passif ou actif, le signal enregistré par le capteur correspond à un flux d'énergie dont l'intensité dépend notamment de la position relative de la source et du capteur par rapport à la cible observée.

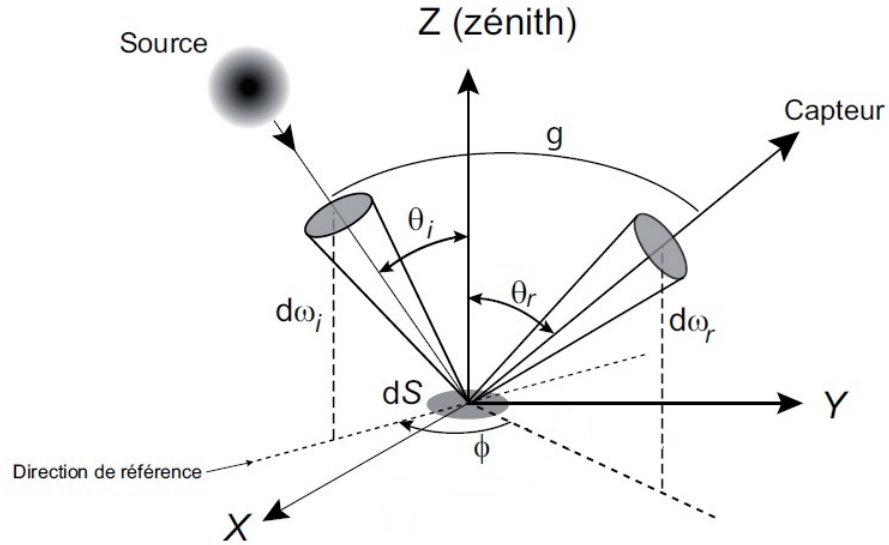


FIGURE 3.1 – Paramètres d'observation en télédétection (modifié de Verpoorter [2009]).

L'observation est caractérisée par quatre paramètres géométriques (Fig. 3.1) :

- L'angle d'incidence solaire  $\theta_i$  correspond à l'angle que forment la source lumineuse et la normale au point d'incidence. Cet angle correspond à l'angle d'illumination de la scène par le Soleil (Eq. 3.1). Il est dépendant de la latitude  $\theta$  de la cible observée, de la déclinaison solaire en fonction de la saison  $\delta$  (Eq. 3.2) et de l'angle horaire  $h$  (Eq. 3.3 avec  $LT$  l'heure locale d'observation).

$$\cos\theta_i = \cos\theta\cos\delta\cos h + \sin\theta\sin\delta \quad (3.1)$$

$$\delta = \arcsin(\sin\psi\sin L_s) \quad (3.2)$$

$$h = \frac{(LT - 12)\pi}{12} \quad (3.3)$$

- L'angle d'émergence  $\theta_r$  correspond à l'angle que forment la direction d'observation du capteur et la normale à la surface. Si l'angle est nul alors l'observation s'effectue au nadir.
- L'angle d'azimut relatif  $\phi$  est l'angle entre la position de la source et la position du capteur projeté sur un plan horizontal.
- L'angle de phase  $g$  correspond à l'angle entre le rayon incident et le rayon émergent. Cet angle est une combinaison des trois angles présentés précédemment (Eq. 3.4).

$$g = \cos\theta_i\cos\theta_r + \sin\theta_i\sin\theta_r\cos\phi \quad (3.4)$$

### 3.1.1.3 Base de données et interprétation

**Système d'Information Géographique :** L'interprétation des données des sondes en orbite autour d'une planète est facilitée par leur mise en relation au sein d'une base de données géoréférencée que l'on nomme Système d'Information Géographique (SIG). Un SIG permet la gestion, le traitement et la visualisation de données d'origines diverses liées au sein d'un environnement spatialement référencé.

Deux types de données peuvent être inclus sous un SIG :

- Le mode *raster* : les images ou photos sont représentées par une grille composée de cellules. A chaque cellule correspond une valeur et la résolution du *raster* correspond à la taille de la cellule. La table attributaire associée est liée au raster et ne peut être modifiée directement.
- Le mode vectoriel : les éléments sont représentés sous forme de points, de lignes et de polygones (*shapefile*). À chaque fichier de forme est associée une table attributaire qui regroupe l'ensemble des éléments relatifs au même thème et peut être modifiée simplement.

Au cours de cette thèse, le logiciel ArcGIS (ESRI) a été utilisé pour co-registrer et analyser les données de topographie, de radar et d'imagerie.

**Géoréférencement et projection :** Avant d'intégrer des données au sein d'un SIG, il est nécessaire de les géoréférencer et de les projeter.

Le système de coordonnées géographiques (géoréférencement) permet d'attribuer à chaque point ou cellule une référence spatiale qui correspond à sa position sur la planète (latitude - longitude). Les données martiennes sont généralement géoréférencées selon le système d'ellipsoïde sphérique Mars 2000 (la planète est considérée comme une sphère de rayon 3396,19 km). Ce système de coordonnées géographiques est disponible sur le site de l'USGS Pigwad ([http://webgis.wr.usgs.gov/pigwad/tutorials/planetarygis/arcmap\\_projections.htm](http://webgis.wr.usgs.gov/pigwad/tutorials/planetarygis/arcmap_projections.htm)) et est intégré dans le SIG de manière à placer le méridien principal à 0° (les longitudes s'étendent de -180° à +180°).

Le système de coordonnées projetées (projection) correspond quant à lui à la représentation de la surface de la planète sur un plan ( $x, y$ ). La projection vise à conserver au mieux les caractéristiques géométriques de la surface (projection équivalente ou conforme). La projection stéréographique polaire est une projection centrée autour du pôle qui limite la déformation de la surface sur cette zone (les angles sont conservés - projection conforme).

Il arrive qu'un décalage spatial persiste entre les données ou que l'on souhaite intégrer une carte issue de la bibliographie dans le SIG. Pour cela il est possible de réaliser le géoréférencement manuellement en utilisant des points de calage. Le principe consiste à identifier un maximum de points de correspondance entre une donnée correctement géoréférencée et l'image à intégrer. Ces points sont reliés pour définir la position correcte des pixels de l'image non géoréférencée.

**Mise en relation des données et cartographie :** La superposition des informations en couches au sein d'un même contexte spatial facilite la mise en relation des données entre elles et leurs interprétations relatives. L'ensemble des données de télédétection présentées dans cette thèse ont été intégrées dans des SIG. Chaque jeu de données (topographie, radar, imagerie) apporte des informations différentes et complémentaires pour la compréhension des phénomènes morphologiques et géologiques à la surface de la planète.

Le logiciel ArcGIS dispose de fonctionnalités dédiées à l'analyse cartographique qui permettent de créer, modifier, extraire des informations et agencer les données *rasters* et vectorielles (ArcMap, ArcCatalog et ArcToolbox). Dans le cas où une fonctionnalité n'est pas présente au sein de la suite ArcGis, la conversion des données au format ASCII permet leur manipulation simple comme par exemple pour le traitement des *rasters*.

La cartographie permet de mettre en valeur une ou plusieurs informations géoréférencées. Par exemple, l'étude de l'image d'un objet corrélée à l'information topographique de la zone permet à



la fois de caractériser la texture de surface de l'objet ainsi que ses dimensions et sa forme. La numérisation de l'information est exportée sous forme de cartes ou de coupes dans le but d'expliquer les processus qui contrôlent les formes de surface.

#### 3.1.2 Spectrométrie de la glace

La glace est un matériau très instable qui peut subir des métamorphoses dès sa formation. Le degré de métamorphisme de la neige traduit les caractéristiques de l'environnement comme la température ou l'action du vent sur l'interface. Il traduit également l'âge de la glace depuis son dépôt et peut apporter des contraintes sur le taux d'accumulation de glace. Les propriétés physiques et optiques de la surface glacée dépendent de son degré de métamorphisme et peuvent être observées à distance à l'aide de la spectrométrie qui est une technique de télédétection passive.

##### 3.1.2.1 La spectrométrie en réflectance

**Le rayonnement électromagnétique :** Le rayonnement électromagnétique a une nature ondulatoire et corpusculaire. Ce rayonnement transporte de l'énergie sous forme de photons dans le vide ou dans un milieu matériel. Le caractère ondulatoire du rayonnement électromagnétique résulte du couplage entre la propagation d'un champ magnétique et d'un champ électrique oscillants à la même fréquence et orthogonaux entre eux. La direction du rayonnement est perpendiculaire à ces deux champs et évolue dans le même sens. Les ondes sont caractérisées par leur longueur d'onde  $\lambda_r$  qui est fonction de la fréquence de propagation  $f_w$  et de la célérité de la lumière ( $c \approx 3 \times 10^8$  m.s<sup>-1</sup>) (Eq. 3.5).

$$\lambda_r = \frac{c}{f_w} \quad (3.5)$$

La décomposition du rayonnement selon les longueurs d'ondes constitue le spectre électromagnétique (Fig. 3.2). Les gammes spectrales qui nous intéressent ici sont le domaine visible ( $0,4 \mu\text{m} \leq \lambda_r \leq 0,8 \mu\text{m}$ ) et le domaine proche infrarouge ( $0,8 \mu\text{m} \leq \lambda_r \leq 5,0 \mu\text{m}$ ).

**Interactions avec la matière et grandeurs radiométriques :** Dans le vide, le rayonnement électromagnétique se propage à la célérité de la lumière  $c$ . Lorsqu'il se propage dans un milieu, il interagit avec le ou les matériaux rencontrés. La spectrométrie étudie ces interactions dans le but de caractériser les propriétés chimiques et physiques du matériau.

Lorsqu'un rayonnement lumineux entre en contact avec un matériau, comme la glace par exemple, une partie du rayonnement va être (Fig. 3.3) :

- réfléchi et/ou diffusé : le rayon incident après son interaction avec la surface est réfléchi selon un angle d'émergence dans la direction de l'observateur et/ou réémis dans toutes les directions par diffusion. La diffusion est fortement corrélée avec la longueur d'onde et la rugosité de surface.
- absorbé : le rayon incident qui se propage dans un milieu d'indice optique  $n_1$  pénètre dans un milieu d'indice  $n_2$ . La variation des paramètres physico-chimiques provoque la réfraction du rayon selon un angle  $\theta_2$ . Le rayon peut être absorbé en partie par le matériau. La réponse du matériau à ce gain d'énergie se traduit par une émission qui peut-être thermique.
- transmis : une partie du rayonnement peut également être transmise vers les couches inférieures.

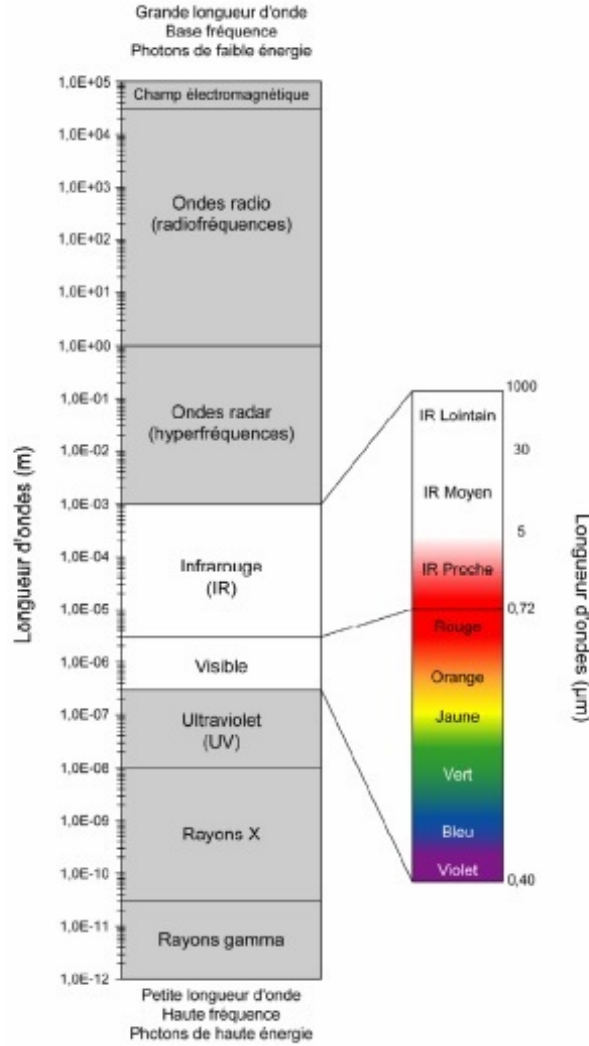


FIGURE 3.2 – Spectre du rayonnement électromagnétique (d'après Roy [2007]).

La valeur respective de ces grandeurs est fonction des propriétés de la surface, telles la rugosité, et des propriétés physiques et chimiques du matériau. L'intensité de l'énergie reçue est dépendante de l'angle d'incidence. En effet, l'énergie par unité de surface est plus importante pour une source au zénith que rasant.

Le capteur permet l'analyse des propriétés de la surface par la mesure de l'énergie transportée par le rayon émergent. Il perçoit un flux dans toutes les directions de l'hémisphère supérieur. Rapporté à une unité de surface, c'est ce que l'on nomme l'irradiance (en  $W.m^{-2}$ ). Lorsque cette quantité est définie par rapport à l'angle solide du capteur  $d\omega_r$  et par unité de longueur d'onde on la nomme luminance spectrale (en  $W.m^{-2}.sr^{-1}.\mu m^{-1}$ ). L'angle solide correspond à la portion de la surface éclairée et/ou observée par le Soleil  $d\omega_i$  et par le capteur  $d\omega_r$  (Fig. 3.1).

La normalisation de la luminance par l'éclairement solaire collimaté (la surface considérée pour la luminance et l'éclairement est la même) afin de s'affranchir des propriétés de la source, permet de définir la réflectance bidirectionnelle  $R_\lambda$  (Eq. 3.6 - Fig. 3.1). Elle correspond au flux renvoyé par la surface en direction de l'observateur. Celle-ci est dépendante des angles d'incidence  $\theta_i$  et d'émergence  $\theta_r$ .

$$R_\lambda(\theta_i, \theta_e, \Phi, \lambda) = \frac{\text{Luminance}}{\text{Flux incident} \times \cos\theta_i} \quad (3.6)$$

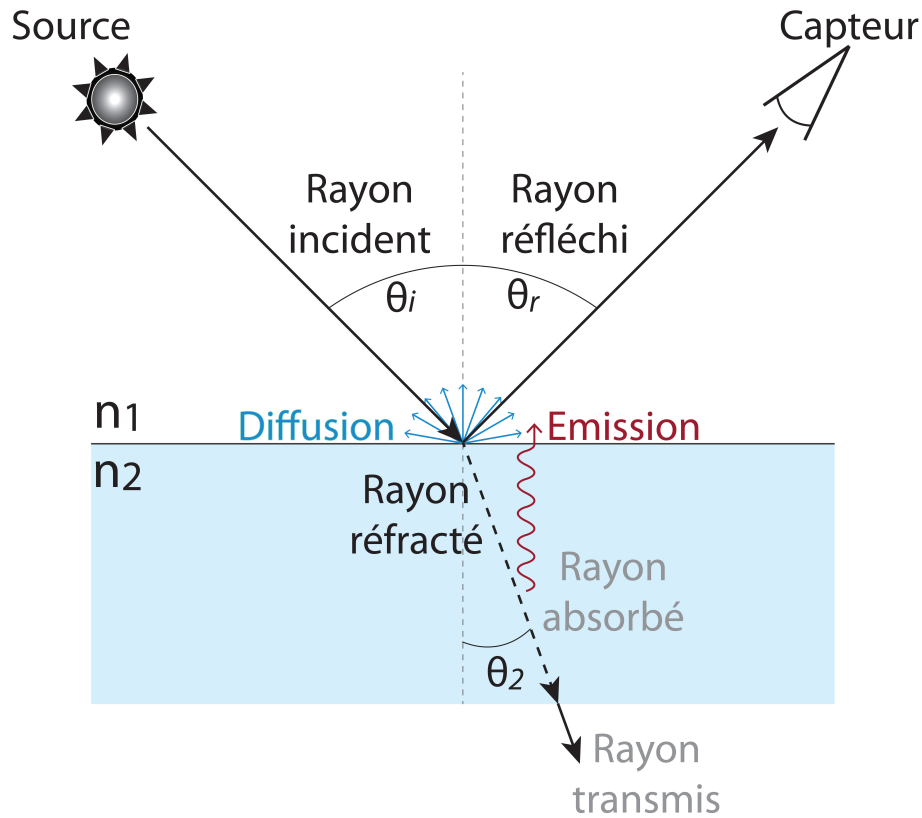


FIGURE 3.3 – Interactions entre le rayonnement électromagnétique et une surface. Le rayon traverse d'abord un milieu d'indice optique  $n1$  puis un milieu d'indice optique  $n2$ .

La fonction de distribution de la réflectance bidirectionnelle (BRDF) permet de caractériser l'intensité du flux réémis pour différents angles d'observation. On distingue deux cas extrêmes :

- La surface est lambertienne c'est-à-dire que le flux est diffusé dans toutes les directions (réémission isotrope). C'est un comportement typique des surface rugueuses.
- La surface est spéculaire c'est-à-dire que le flux est réfléchi dans une seule direction. C'est un comportement typique des surfaces très lisses.

L'intensité du rayonnement lumineux réfléchi par la neige et la glace n'est pas isotrope d'observation (Fig. 3.4 et 3.5). Elle est caractérisée par une diffusion de la lumière intense dans la direction avant [Warren, 1982; Dumont et al., 2010], c'est-à-dire que le maximum de flux est mesuré pour un azimuth de  $180^\circ$  (Fig. 3.5). Dans le cadre d'une étude photométrique, la variation de l'angle d'observation d'une même scène permet d'étudier les propriétés de la surface ou de l'atmosphère. La réponse spectrale n'est pas la même en fonction de l'angle d'observation et de l'angle d'incidence. Une surface de glace lisse se rapproche d'une surface spéculaire. Néanmoins, la neige et la glace présentent souvent des rugosités qui modifient la BRDF de la glace (Section 5.2.2.5) [Leroux and Fily, 1998; Warren et al., 1998; Zhuravleva and Kokhanovsky, 2011].

L'intégration de la réflectance sur tout l'hémisphère d'observation et pour toutes les longueurs d'ondes permet de définir l'albédo bolométrique  $a$ . Ce rapport peut être défini simplement par l'équation 3.7 et sa valeur est comprise entre 0 et 1. Si la valeur est de 1 alors l'intégralité du rayonnement est réfléchi par la surface.

$$a = \frac{\text{Puissance réfléchi}}{\text{Puissance reçue}} \quad (3.7)$$

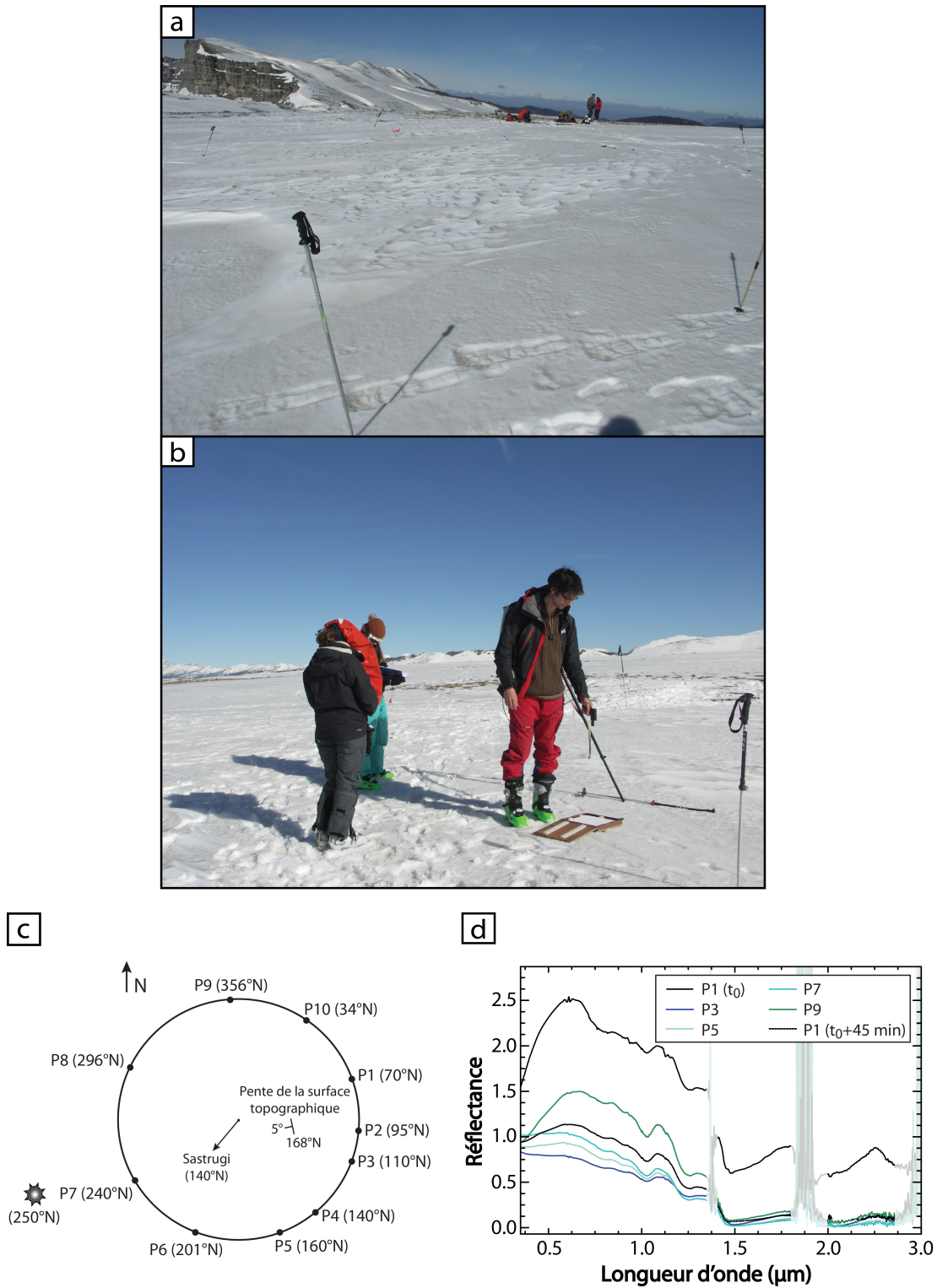


FIGURE 3.4 – (a) Zone de mesure des spectres. Les bâtons correspondent aux positions des points de mesures (Font d’Urle, Plateau du Vercors). (b) Étalonnage du spectromètre par la mesure d’une valeur de référence sur un spectralon (Font d’Urle, Plateau du Vercors). Mesures photométriques effectuées sur une surface de neige à Font d’Urle (Plateau du Vercors) grâce à un spectromètre de terrain (Section 3.1.2.3). (c) Schéma de la géométrie d’acquisition et des points de mesures. (d) Spectres en réflectance obtenus pour certains points de mesures. On remarque que la réflectance dépasse la valeur de 1. Ceci peut être attribué à une anisotropie de la réflectance et/ou une variation de la vapeur d’eau entre la calibration et la mesure du spectre de l’échantillon. L’influence de celle-ci provoque une variation du signal qui est bien visible aux fenêtres de longueur d’onde masquées par un cadre gris transparent.

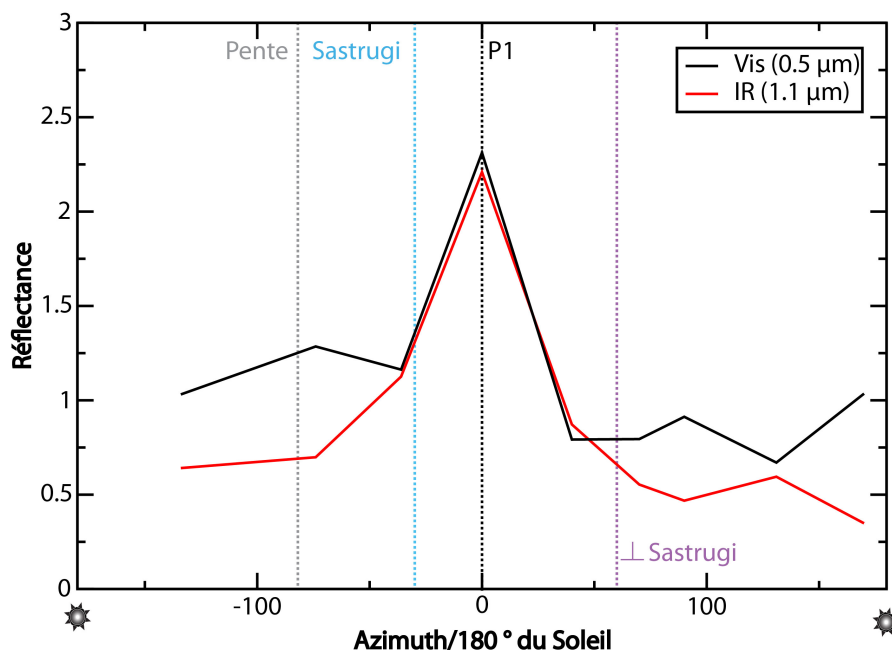


FIGURE 3.5 – Valeur de la réflectance pour une longueur d’onde de la gamme visible ( $0,5 \mu\text{m}$  - trait noir) et de la gamme proche infrarouge ( $1,1 \mu\text{m}$  - trait rouge) en fonction de la position de l’observateur par rapport au Soleil. La position du maximum de réflectance coïncide avec le point de mesure P1 (Eq. 3.4). La direction de la pente topographique et des sastrugi (axes parallèle et perpendiculaire) est également indiquée.

### 3.1.2.2 Signature spectrale

**Spectre :** La valeur de la réflectance pour chaque longueur d’onde  $\lambda_r$  constitue le spectre du matériau échantillonné (Fig. 3.6). Celui-ci traduit la capacité du matériau à réfléchir la lumière en fonction de son coefficient d’absorption pour différentes fréquences d’oscillation de l’onde. La forme du spectre est décrite d’une part par son continuum. C’est l’enveloppe globale du spectre qui peut être représentée par une fonction mathématique [Clark and Kea, 1981; Clark and Lucey, 1984]. Le deuxième paramètre contrôlant la forme du spectre est l’absorption du rayonnement pour des longueurs d’ondes particulières. Dans les gammes spectrales observées (visible et proche infrarouge), l’absorption du rayonnement électromagnétique par la matière est essentiellement liée à la vibration moléculaire [Hunt and Salisbury, 1971].

Chaque matériau est caractérisé par sa signature spectrale propre. Le spectre de la glace d’eau est caractérisé par une valeur de la réflectance élevée dans le domaine visible et une chute de celle-ci dans la gamme du proche infrarouge. Dans la gamme spectrale d’observation, quatre bandes d’absorption principales sont recensées :  $1,03$ ,  $1,25$ ,  $1,50$  et  $2,00 \mu\text{m}$  (Fig. 3.6). Le spectre de la glace de  $\text{CO}_2$  est caractérisé par de nombreuses bandes d’absorption. Afin d’éviter une ambiguïté avec la glace d’eau, on utilise généralement la bande située à une longueur d’onde de  $1,435 \mu\text{m}$  pour détecter et quantifier l’abondance de la glace de  $\text{CO}_2$  sur Mars [Appéré, 2012].

L’étude de la forme du continuum et des bandes d’absorption (position et forme) permet d’obtenir des informations sur les propriétés de la surface. Afin d’analyser avec précision la forme d’une bande d’absorption, il peut être utile de retirer le continuum du spectre [Clark and Mccord, 1982].



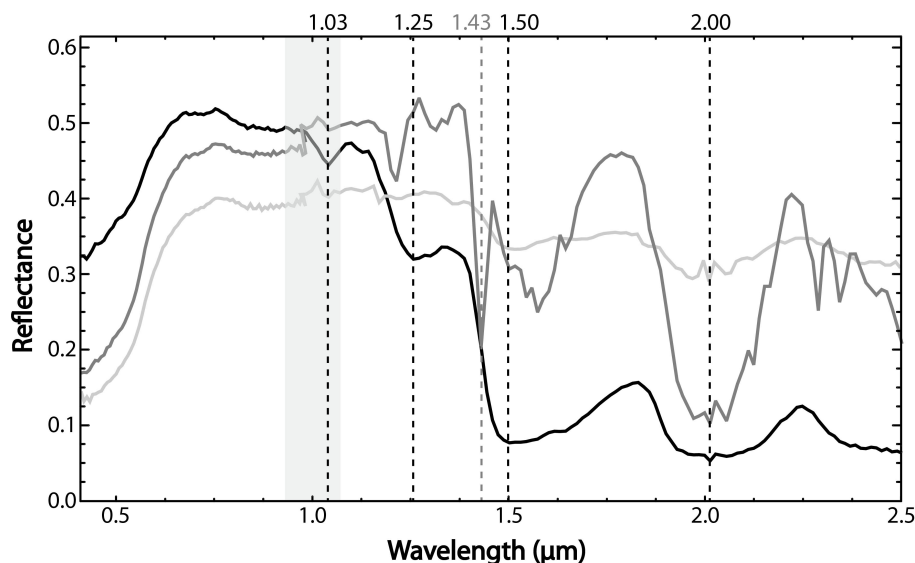


FIGURE 3.6 – Spectres de glace d' $H_2O$  (noir) et de glace de  $CO_2$  (gris) acquis sur la calotte polaire Nord de Mars respectivement à  $L_s = 119,2^\circ$  et à  $L_s = 11,5^\circ$  pour une position de  $82^\circ$  de latitude Nord et de  $0^\circ$  de longitude. Le spectre de glace d'eau riche en poussière (gris clair) est acquis dans un escarpement à une position de  $81^\circ 45$  Nord et  $16^\circ$  Ouest ( $L_s = 119,2^\circ$ ). Les positions des principales bandes d'absorption de la glace d'eau (tirets noirs) et de la bande de  $CO_2$  à  $1,43 \mu m$  généralement utilisées pour l'étude spectrale (tirets gris) sont indiquées (Données : spectro-imageur OMEGA à bord de la sonde Mars Express).

### Paramètres influençant la forme des spectres de la glace :

#### • Abondance

Les interactions du rayonnement électromagnétique avec la matière se multiplient en fonction de l'abondance de cette dernière dans la scène d'observation. Il en résulte que les bandes d'absorption s'approfondissent. L'estimation de leurs profondeurs est un moyen de quantification de l'abondance de l'élément à la surface.

L'étude spectrale que nous avons menée implique la présence de la glace d'eau à la surface de la calotte polaire Nord de Mars. En été ( $90^\circ \leq L_s \leq 180^\circ$ ), la calotte saisonnière de  $CO_2$  a totalement sublimé [Appéré et al., 2011] et la glace d'eau saisonnière et permanente est observable sur les zones d'accumulation. La glace d'eau est donc présente en abondance et sa signature domine largement le spectre de réflectance sur les zones d'accumulation (Fig. 3.6). Néanmoins, la présence de poussière à la surface tend à aplatir le spectre et à diminuer la profondeur des bandes d'absorption et la valeur de la réflectance (Fig. 3.6). La bande à  $1,50 \mu m$  est fréquemment utilisée en télédétection pour identifier la présence de glace d'eau présente en surface.

#### • Granulométrie

La taille de grain influence fortement la forme du spectre [Warren, 1982]. En effet, elle contrôle la distance optique parcourue par le rayonnement incident entre deux interfaces de grain. Au cours de son parcours dans le grain, la proportion du rayonnement diffusé et absorbé dépend de la distance optique (taille du grain) et du coefficient d'absorption du matériau pour chaque longueur d'onde [Clark and Lucey, 1984; Hapke, 2012]. La probabilité que les photons soient absorbés est d'autant plus grande que le coefficient d'absorption est élevé pour la longueur d'onde considérée et que la distance entre les deux bords d'un grain est longue. À l'inverse, l'interaction du rayonnement avec les interfaces de grains favorise la réflexion du rayonnement et diminue la probabilité



### 3.1. DONNÉES ET MÉTHODES D'ANALYSE

d'absorption par le matériau. Ainsi, l'absorption est plus importante pour les grands grains que pour les petits grains (Fig. 3.7).

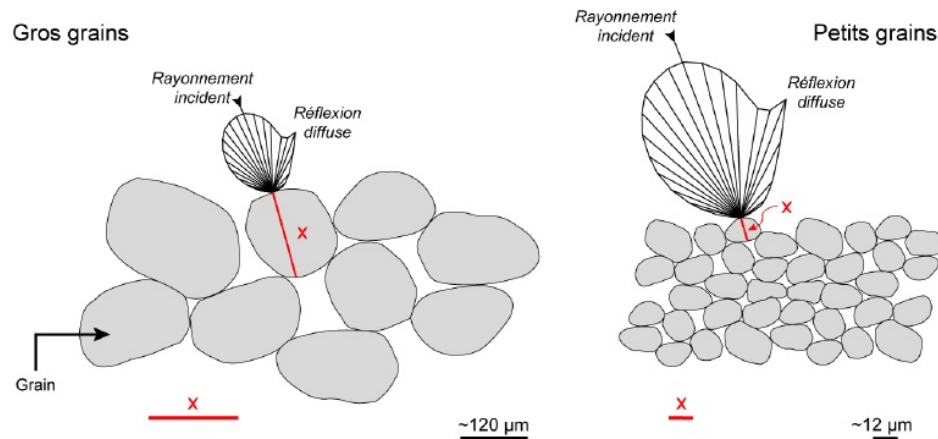


FIGURE 3.7 – Effet de la granulométrie sur la réflectance spectrale [Roy, 2007].

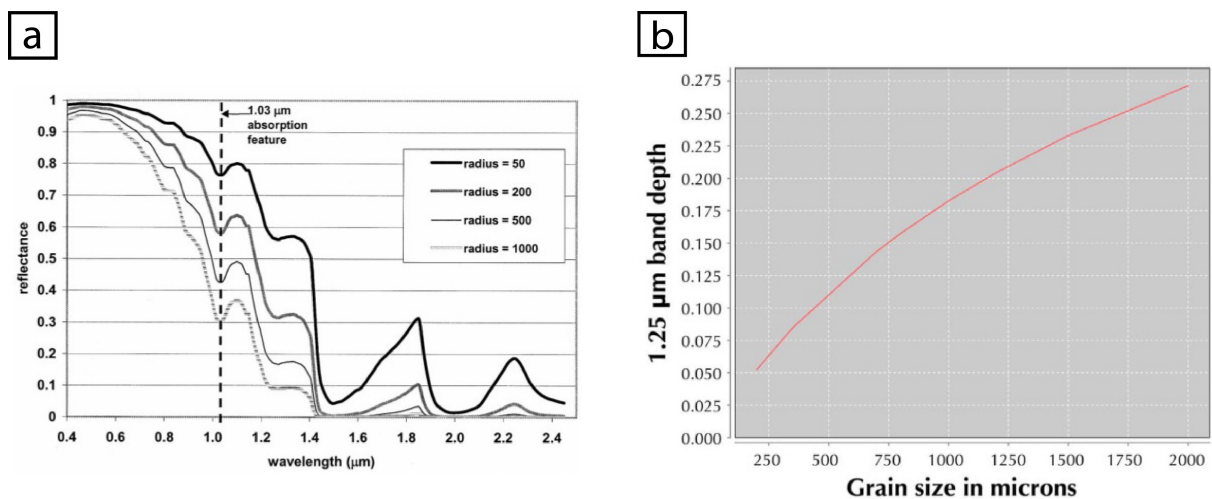


FIGURE 3.8 – (a) Spectres de neige modélisés pour différentes tailles de grain [Nolin and Dozier, 2000]. (b) Relation entre la profondeur de la bande d'absorption à  $1,25 \mu\text{m}$  et la taille de grain déterminée à partir de la modélisation des spectres pour un mélange composé à 70% de glace d'eau et 30% de poussière d'origine basaltiques (palagonite) [Brown and Calvin, 2012].

La neige et la glace peuvent présenter des formes et des textures extrêmement variées, dont la taille de grain représente une notion floue [Aoki et al., 2000; Gallet, 2010]. Ainsi, il est difficile d'interpréter la variation de la profondeur de bande d'absorption en termes de taille de grain au sens strict, c'est pourquoi on préfère employer le terme de "taille optique" de grain. La taille optique de grain correspond au trajet moyen du photon dans le pack de glace entre deux événements de diffusion et il dépend de la composition de la glace, de la taille du cristal et de sa forme [Warren, 1982; Lucey and Clark, 1985; Nolin, 1998; Scambos et al., 2007; Painter et al., 2007]. Dans les modèles de transfert radiatif, les grains de glace sont modélisés comme des sphères qui ont le même rapport volume/surface que les grains du pack de neige [Wiscombe and Warren, 1980; Nolin, 1998; Grenfell and Warren, 1999]. La taille de grain peut également être décrite par sa surface spécifique (SSA pour *Specific Surface Area*) qui représente la surface de glace en contact avec l'air par rapport à sa masse [Legagneux et al., 2002]. Cette définition permet de rendre compte de

géométries de grains plus complexes et de la porosité de la neige afin de mieux définir les interactions physico-chimiques entre l'air et le grain de glace. Afin d'évaluer cette grandeur, des études théoriques [Gallet et al., 2009; Picard et al., 2009], de spectrométrie expérimentale [Dominé et al., 2006; Gallet et al., 2011] et de terrain [Gallet et al., 2011; Morin et al., 2013] ont été menées.

Les études expérimentales et de modélisation ont révélé que la valeur de la réflectance décroît généralement quand la taille optique de grain augmente, en particulier dans le proche infrarouge (Fig. 3.8). De plus, la profondeur des bandes d'absorption augmente généralement quand la taille optique de grain augmente [Warren, 1982; Lucey and Clark, 1985; Nolin and Dozier, 2000; Langevin et al., 2005; Brown and Calvin, 2012; Taffin et al., 2012] (Fig. 3.8). Les bandes d'absorption à  $1,03\ \mu\text{m}$  (en particulier) et à  $1,25\ \mu\text{m}$  sont ainsi très sensibles à la taille optique des grains de neige et de glace (Fig. 3.8) et elles sont régulièrement utilisées pour la caractériser [Nolin and Dozier, 1993; Nolin, 1998; Nolin and Dozier, 2000; Langevin et al., 2005; Painter et al., 2007; Brown and Calvin, 2012]. Les bandes à  $1,50\ \mu\text{m}$  [Clark, 1981] et  $2,00\ \mu\text{m}$  renseignent également sur la taille de grain optique de la glace d'eau mais l'absorption très importante à ces longueurs d'ondes provoque souvent la saturation et la remontée des fonds de bande au fur et à mesure que la taille de grain augmente. Ainsi, il n'est généralement plus possible d'interpréter correctement la taille de grain avec ces longueurs d'ondes uniquement. À la surface de la calotte polaire Nord de Mars, la taille des grains de glace est estimée entre  $10\ \mu\text{m}$  environ pour les dépôts de givre et  $1500\ \mu\text{m}$  environ pour les grains de la calotte permanente [Langevin et al., 2005; Appéré, 2012]. La taille de grain optique peut donc être suffisamment élevée pour que les bandes à  $1,50\ \mu\text{m}$  et  $2,02\ \mu\text{m}$  soient fréquemment saturées (Fig. 3.9).

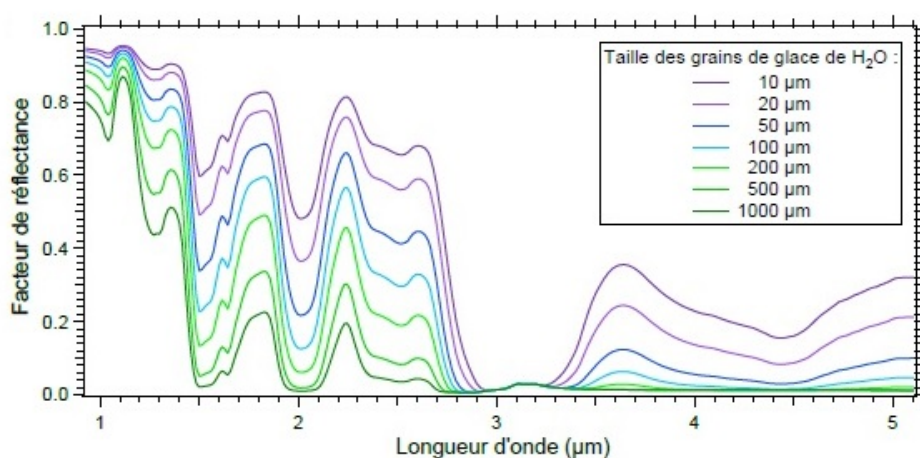


FIGURE 3.9 – Spectres en réflectance de la glace d'eau à la surface de la calotte polaire Nord de Mars modélisés pour différentes tailles de grain à partir du modèle de transfert radiatif Spectrimag [Appéré, 2012].

Le métamorphisme de la neige et par conséquent sa taille optique de grain croît avec le temps et avec l'enfouissement [Warren, 1982; Davis et al., 1993]. Sur une coupe nivologique que j'ai réalisé au Col du Lautaret (Alpes françaises) en février 2014 et présentée à la figure 3.10, la neige fraîche tombée le jour de l'acquisition des spectres présente une profondeur de bande très faible (horizon 1). On observe ensuite une augmentation de la bande d'absorption à  $1,03\ \mu\text{m}$  et donc de la taille optique des grains avec la profondeur. Localement, des horizons de neige plus indurés, détectés par un test de dureté de la neige, sont corrélés à une augmentation de la profondeur de bande d'absorption. Ces horizons sont probablement liés à une fonte partielle et un regel de la neige favorisant l'augmentation de la taille de grain optique.

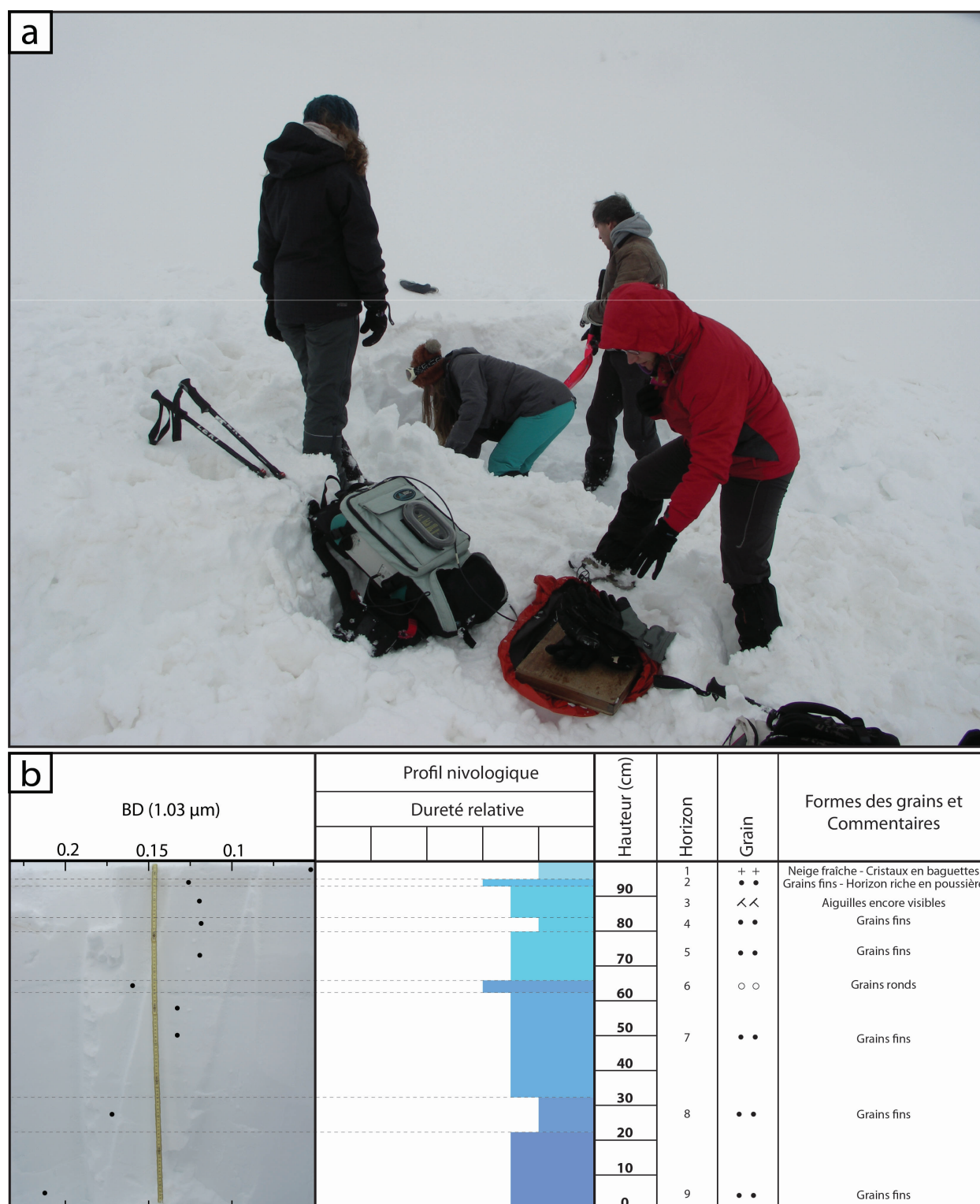


FIGURE 3.10 – (a) Préparation d'une coupe de neige afin de réaliser les mesures des propriétés optiques des grains de neige avec un spectromètre de terrain visible au premier plan (Col du Lautaret (Février 2014)). Les résultats sont présentés en (b). (b) Évolution de la profondeur de bande d'absorption à  $1,03 \mu\text{m}$ , le long d'une coupe nivologique réalisée au Col du Lautaret (Février 2014). Quelques paramètres caractéristiques des différentes couches de neige identifiées sont présentés. Ceux-ci incluent l'observation à l'œil nu de la forme et de la taille des grains, l'estimation de l'épaisseur et de la dureté des couches de neige et enfin la mesure de la profondeur de la bande d'absorption  $BD$  à  $\lambda_r = 1,03 \mu\text{m}$ . La bande d'absorption est calculée selon un critère spectral défini à la section 3.1.2.4 (Eq. 3.10) à partir de mesures de réflectance acquises grâce à un spectromètre ASD de terrain (Section 3.1.2.3).



• *Rugosité*

La rugosité de surface a un fort pouvoir dispersif sur le rayon incident et contribue à diminuer l'absorption du rayonnement par le matériau et la quantité d'énergie enregistrée par le capteur. Une surface rugueuse se traduit ainsi par une augmentation de la réflectance globale des spectres par rapport à une surface lisse.

La neige et la glace présentent souvent des micro-rugosités (de l'ordre du centimètre) et/ou des rugosités à plus grande échelle telles que les sastrugi ou les dunes. La forme du continuum va être particulièrement affectée si l'échelle des rugosités est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde du rayonnement électromagnétique (rare pour la neige). Cette rugosité anisotrope affecte la BRDF de la neige et influence l'estimation de l'albédo de surface. Ainsi, le pic de réflectance de la glace observé vers l'avant pour une surface lisse peut-être diminué si la direction de l'angle d'incidence est perpendiculaire à la direction des sastrugi [Leroux and Fily, 1998; Warren et al., 1998; Zhuravleva and Kokhanovsky, 2011]. Cet effet est amplifié pour des angles rasants par rapport au zénith.

• *Mélange*

Dans un milieu naturel, la surface est rarement composée à 100% d'une même espèce au sein de la scène d'observation. Les mélanges sont récurrents et la réponse spectrale de la surface correspond alors à une combinaison complexe, souvent non linéaire, des signatures spectrales des différents composants isolés. Le spectre résultant peut-être complexe à interpréter car les multiples facteurs qui contrôlent sa forme (abondance, taille de grain, rugosité...) sont multipliés par le nombre d'espèces mises en jeu.

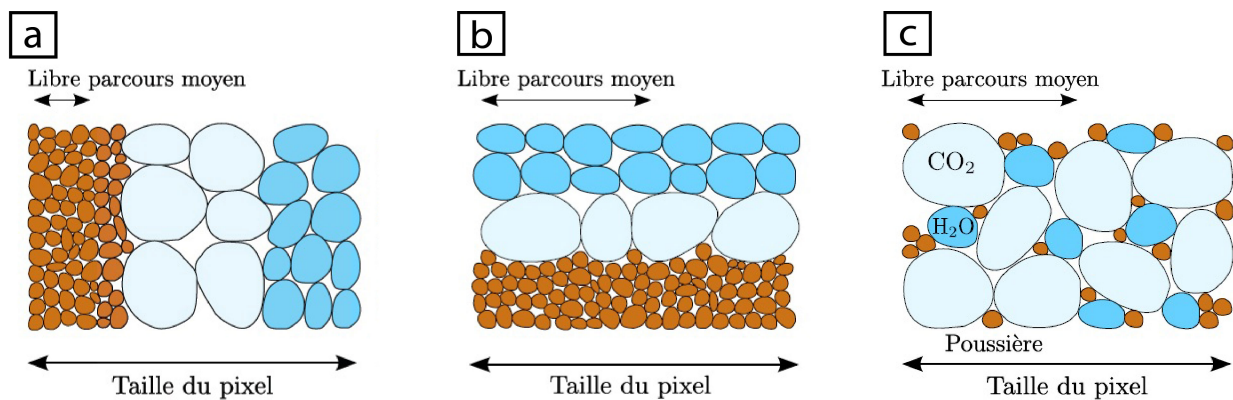


FIGURE 3.11 – Schéma de différents types de mélanges possibles : (a) Mélange surfacique, (b) mélange en couche et (c) mélange intime. L'étendue du pixel et le parcours du rayonnement sont indiqués par des flèches noires (modifié d'après Appéré [2012]).

Les mélanges se produisent de l'échelle de la molécule à l'échelle régionale :

- Mélange surfacique (Fig. 3.11 (a)) : les matériaux observés dans le champ du capteur sont optiquement séparés. Dans ce cas le rayonnement interagit avec un seul matériau et le spectre résultant correspond à une combinaison linéaire des spectres des espèces en présence, pondéré par leur surface occupée au sein du pixel d'observation.
- Mélange en couche (Fig. 3.11 (b)) : les matériaux se superposent. Le rayonnement au cours de son trajet optique peut atteindre les couches inférieures en fonction des propriétés des matériaux et de la longueur d'onde. Les processus de diffusion, de transmission et d'absorption caractéristiques de chaque couche se traduisent par une combinaison non-linéaire des spectres.

### 3.1. DONNÉES ET MÉTHODES D'ANALYSE

- Mélange intime (Fig. 3.11 (c)) : il se produit à l'échelle granulaire. L'agencement des espèces au sein de la scène d'observation est intime. De ce fait, au cours de son trajet optique, le rayonnement électromagnétique peut interagir avec plusieurs espèces aux propriétés physicochimiques différentes. Le signal renvoyé vers le capteur correspond à une combinaison non-linéaire des spectres de chaque espèce.

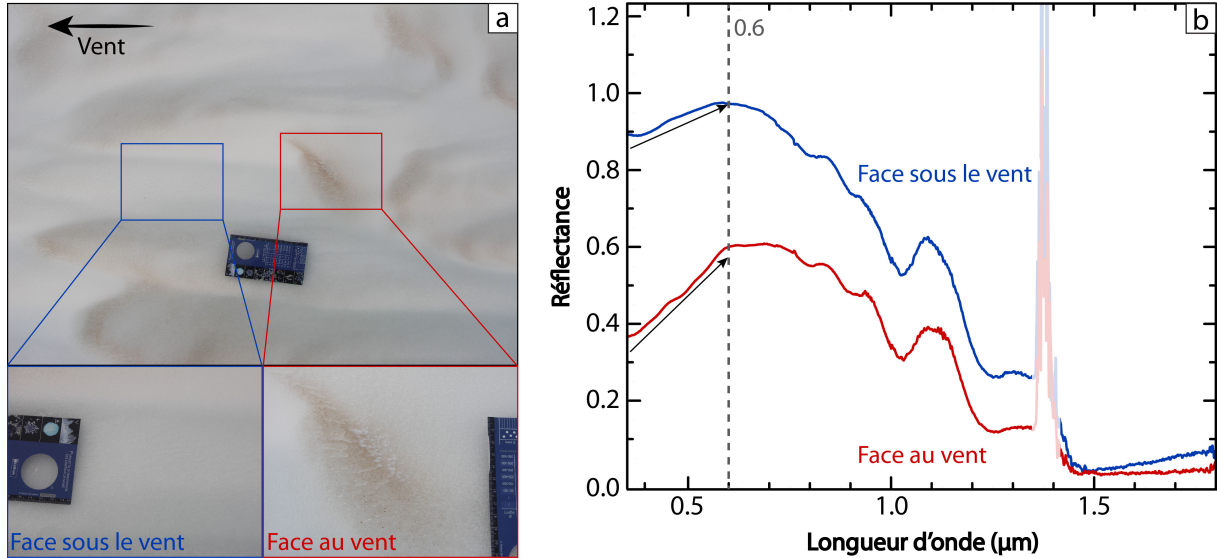


FIGURE 3.12 – (a) Sastrugi observés à Font d'Urle (Plateau du Vercors). La face au vent présente une forte accumulation de poussière par rapport à la face sous le vent. Elle présente également une condensation préférentielle de cristaux de givre de surface. (b) Spectres de réflectance des faces amont et aval d'un sastruga que j'ai mesuré grâce à un spectromètre de terrain (Section 3.1.2.3). La réflectance dans la gamme visible est inférieure pour la face riche en poussière. La variation de la réflectance entre les deux spectres est moins notable dans la gamme infrarouge. La différence de granulométrie entre les deux faces (présence de givre de surface sur la face amont) joue probablement également un rôle sur la forme du spectre (Section 3.1.2.2).

La neige et la glace peuvent contenir de la poussière en quantité très variable. Cette poussière peut recouvrir la glace (till d'ablation) ou être intimement mélangée aux grains de glace. Des mesures expérimentales et des modélisations numériques sur les mélanges glace-poussière ont révélé qu'un faible pourcentage de poussière peut produire une forte diminution de la réflectance, en particulier dans la gamme visible du spectre, et affecte dans une moindre mesure la partie infrarouge (Fig. 3.12) [Warren, 1982; Lucey and Clark, 1985; Dozier et al., 2009]. Une forte quantité de poussière va avoir tendance à diminuer les bandes d'absorption de la glace et à aplatir le spectre (Fig. 3.6).

#### • *Atmosphère*

Lorsque l'on souhaite observer une surface par télédétection, le rayonnement électromagnétique reçu traduit à la fois les propriétés de celle-ci et celles de l'atmosphère que l'onde traverse deux fois (Fig. 3.3). La contribution spectrale de l'atmosphère est d'autant plus grande que le parcours de l'onde dans la masse d'air  $AM$  est long (Eq. 3.8).

$$AM = \frac{1}{\cos\theta_{sol}} + \frac{1}{\cos\theta_e} \quad (3.8)$$

Afin de mener une étude fiable de la surface, il est nécessaire de s'affranchir de la contribution atmosphérique. Les composants de l'atmosphère (atomes, molécules et aérosols) ont deux effets

principaux sur le rayonnement électromagnétique :

- Absorption et transmission : Les molécules présentes dans l’atmosphère interagissent avec le rayonnement solaire. À certaines longueurs d’ondes, l’intégralité du rayonnement est absorbé avant qu’il n’atteigne le sol. Dans ce cas l’atmosphère ne transmet aucune lumière, elle est opaque. C’est le cas à  $4,20\ \mu\text{m}$  sur Mars à cause du  $\text{CO}_2$  gazeux. À l’inverse, pour certaines gammes de longueur d’onde, l’interaction avec les molécules de l’atmosphère est plus faible et le rayonnement est transmis jusqu’à la surface. Ces fenêtres atmosphériques sont exploitées en télédétection pour observer les surfaces planétaires. Au sein de ces fenêtres une partie du rayonnement peut être absorbé par les molécules de l’atmosphère. Grâce à des méthodes d’étalonnages basées sur la composition de l’atmosphère et la distance de l’observateur par rapport à la cible, il est possible de corriger les effets de l’atmosphère sur le spectre. Néanmoins, la contribution de certains composants dont la teneur est variable spatialement et temporellement dans l’atmosphère est extrêmement compliquée à corriger. C’est le cas par exemple pour l’eau dans l’atmosphère terrestre (présent sous forme de vapeur, de gouttes et de cristaux de glace), qui présente de nombreuses bandes d’absorption dans le proche infrarouge, dont la présence peut influencer sur l’étude des surfaces de glace [Scambos et al., 2007].
- Diffusion : le rayonnement est diffusé par les composés de l’atmosphère. Cette déviation des photons est fonction de la taille des particules et de la longueur d’onde. Sur Mars, l’atmosphère peut être très riche en petites particules de poussière qui ont un fort pouvoir réfléchissant, ce qui affecte les observations de télédétection [Vincendon et al., 2007].

### 3.1.2.3 Données et traitement d’images hyperspectrales

**Imagerie Hyperspectrale :** Un spectro-imageur permet l’observation de la surface et de ses propriétés par un système optique à différentes longueurs d’ondes. Le couplage de l’imagerie et de la spectrométrie est complémentaire puisqu’il permet de lier l’aspect morphologie à l’aspect composition de la surface.

Les imageurs peuvent-être multispectraux. Dans ce cas l’acquisition de données est réalisée pour un nombre limité de canaux spectraux (moins de  $\approx 10$ ) judicieusement choisis en fonction de l’objectif d’étude et des contraintes atmosphériques (par exemple vapeur d’eau dans l’atmosphère terrestre). Les imageurs hyperspectraux quant à eux présentent un très grand nombre de canaux spectraux (plusieurs centaines contigus). Ces instruments permettent d’acquérir des cubes hyperspectraux (Fig. 3.13). Ceux-ci sont caractérisés par 3 dimensions : deux dimensions spatiales (x et y) qui définissent l’empreinte au sol de l’image et une dimension spectrale qui permet de constituer le spectre de réflectance. À une longueur d’onde correspond une image et à un pixel d’une image correspond un spectre (combinaison des spectels à toutes les longueurs d’ondes).

Le traitement, la visualisation et l’interprétation des données des spectro-imageurs sont réalisés grâce au logiciel ENVI/IDL.

Il existe deux imageurs hyperspectraux en orbite autour de Mars : OMEGA et CRISM. Le premier a une large couverture spatiale et permet une analyse de la composition de la surface à l’échelle globale et le second à une très grande définition spatiale et permet d’examiner avec précision la composition d’une cible localisée.



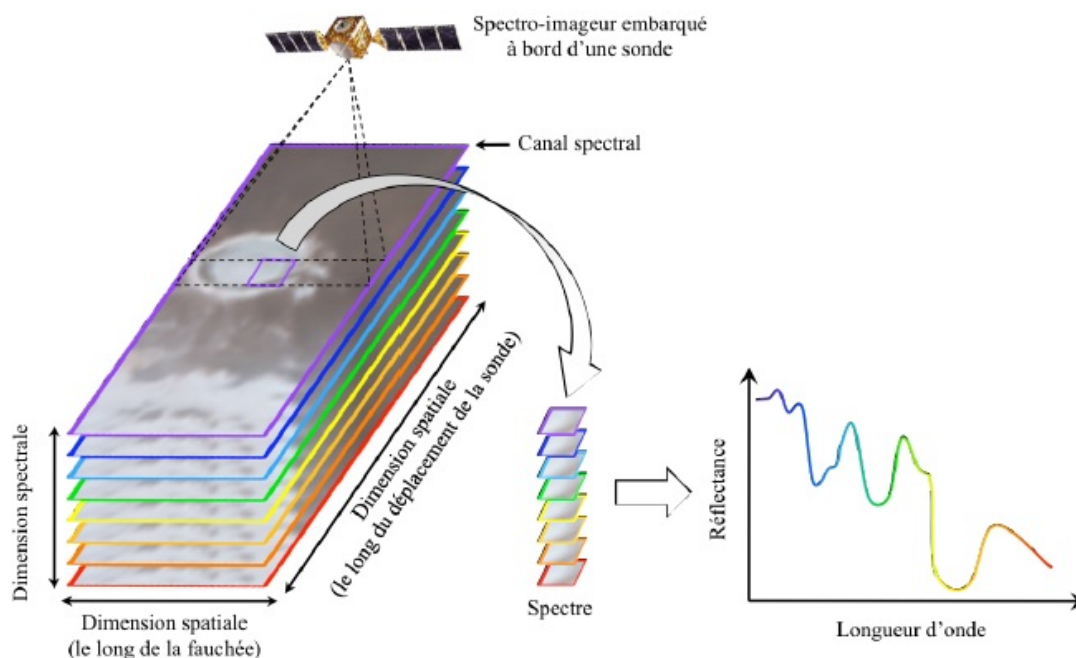


FIGURE 3.13 – Cube hyperspectral [Appéré, 2012].

**OMEGA :** L'instrument OMEGA (Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité) est un imageur hyperspectral [Bibring and Soufflot, 2004] à bord de la sonde Mars Express (en orbite depuis décembre 2003). Sa gamme spectrale s'étend de 0,38 à 5,10  $\mu\text{m}$  sur 352 canaux. Il est composé de trois détecteurs : la voie V (0,38 à 1,05  $\mu\text{m}$ ) pour le visible et le proche infrarouge et les voies C (0,93 - 2,73  $\mu\text{m}$ ) et L (2,55 - 5,1  $\mu\text{m}$ ) pour l'infrarouge. La résolution spatiale au sol varie entre 300 m et 4 km. Les données OMEGA ont un rapport signal sur bruit  $\geq 100$  sur toute la gamme et on peut estimer à 1 ou 2 % l'erreur sur les valeurs du spectre [Massé, 2010].

L'instrument OMEGA a contribué à la compréhension des calottes polaires martiennes, notamment par le suivi saisonnier de l'évolution de la calotte pérenne et des dépôts saisonniers [Langevin et al., 2005; Appéré et al., 2011], et par l'identification de minéraux hydratés autour et sur la calotte [Langevin et al., 2005; Massé et al., 2012]. Dans le cadre de notre étude, les données OMEGA ont été utilisées pour identifier différents degrés de métamorphisme de la glace.

Les cubes hyperspectraux OMEGA (.CUB) et les cubes contenant les informations géométriques associés (.NAV) sont à disposition sur le serveur du LPG-Nantes. Afin de nettoyer le bruit des données et géoréférencer les cubes j'utilise l'outil *OMEGA toolkit* développé au laboratoire (Sarrago V., Le Mouélic S., Massé M.).

La contribution spectrale de l'atmosphère est retirée en utilisant une loi de transmission atmosphérique définie par Langevin et al. [2005]. Cette loi est définie par le rapport entre des spectres acquis au sommet et à la base du plus grand volcan de Mars : Olympus Mons (25 km de haut). Si l'on considère que la composition de la surface au sommet et à la base du volcan est la même, alors le rapport des spectres permet d'évaluer la contribution de l'atmosphère pour une épaisseur donnée. Cette loi de transmission ne prend pas en compte les effets des aérosols (Section 3.1.2.2).

**CRISM :** L'imageur CRISM (Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars - [Murchie et al., 2007]) observe la surface martienne à bord de la sonde Mars Reconnaissance Orbiter

(MRO 2006). Cet instrument couvre une gamme spectrale qui s'étend de  $0,362\ \mu\text{m}$  à  $3,920\ \mu\text{m}$  avec 544 canaux (détecteur visible et proche infrarouge :  $0,362\ \mu\text{m}$  -  $1,053\ \mu\text{m}$  et détecteur SWIR :  $1,002\ \mu\text{m}$  -  $3,920\ \mu\text{m}$ ). Deux modes d'observation sont possibles avec CRISM :

- Mode "non ciblé". Des données multispectrales (72 canaux spectraux utilisés sur les 544) sont acquises avec une résolution spatiale de l'ordre de 180 m/pixel. L'étendue spatiale est d'environ 10 km de large et de 500 km de long.
- Mode "ciblé". Des données hyperspectrales (tous les canaux sont utilisés) sont acquises avec une résolution spatiale variant entre 36 et 18 m/pixel. L'étendue spatiale est environ d'une dizaine de kilomètres en largeur et en longueur.

Les cubes CRISM (TRR) et leurs données géométriques associés (DDR) peuvent être récupérés sur le site CRISM Data Product (<http://crism-map.jhuapl.edu/>) et sur le site Mars ODE (<http://ode.rsl.wustl.edu/mars/>). Pour traiter et géoréférencer les données téléchargées, l'équipe CRISM met à disposition l'outil CAT (*CRISM Analysis Toolkit* - <http://pds-geosciences.wustl.edu/missions/mro/crism.htm>).

La correction atmosphérique est la même que celle utilisée pour OMEGA.

Les observations CRISM hyperspectrales sont sporadiques, il est donc difficile de trouver un cube placé dans une zone d'intérêt à une saison définie. De plus, la faible couverture spatiale d'un cube CRISM est un frein à l'interprétation dans le cadre de notre étude car il ne permet pas de recouvrir pleinement les objets morphologiques ciblés (dont les dimensions sont de l'ordre de la dizaine de kilomètres). Pour ces raisons, l'analyse des données CRISM n'a pas pu compléter les observations obtenues par OMEGA. Les données multispectrales CRISM sont utilisées ici comme confirmation des résultats obtenus avec l'imageur OMEGA.

**Mesures de terrain :** Afin d'avoir une vision plus sensible des concepts de la télédétection hyperspectrale, nous avons réalisé plusieurs mesures sur de la neige dans les Alpes (Fig. 3.4, 3.5, 3.10 et 3.12). Cette expérience nous a permis de prendre conscience de l'influence de la calibration atmosphérique et de la géométrie d'acquisition sur la forme des spectres et de la complexité de leur interprétation en aval.

Les spectres de neige ont été acquis à l'aide d'un spectroradiomètre ASD FieldSpec3 FR qui acquiert des spectres sur 2151 canaux spectraux entre  $0,35$  et  $2,50\ \mu\text{m}$ . Ces mesures illustrent l'influence sur les spectres de quelques paramètres comme la contamination en poussière (Section 4.1.3.1), la rugosité de surface ou la variation de la taille de grain (Section 3.1.2.2). Souvent, dans la nature, plusieurs de ces paramètres coexistent. Dans ce cas, il est compliqué de distinguer l'influence réelle de chacun sur la morphologie du spectre de réflectance.

### 3.1.2.4 Analyse des spectres

L'extraction des informations physicochimiques d'une observation spectrale de la surface passe par l'analyse de la forme des spectres. Dans ce but, nous définissons des critères spectraux. Ils consistent à établir des équations pour traduire l'importance relative de l'absorption à des longueurs d'ondes définies par rapport à la valeur du continuum. Cette technique est largement utilisée par la communauté scientifique qui étudie les surfaces planétaires et notamment les propriétés de la neige et de la glace [Clark and Lucey, 1984; Nolin and Dozier, 2000; Painter et al., 2007; Scambos et al., 2007; Dozier et al., 2009].

De nombreux critères peuvent être établis. Les principaux sont : le rapport de bandes, la profondeur d'une bande d'absorption et l'aire d'une bande d'absorption. Dans le cadre de notre étude,

nous utilisons le calcul de la profondeur de bande  $BD(\lambda_r)$  (Eq. 3.9 - Fig. 3.14) [Massé et al., 2010]).

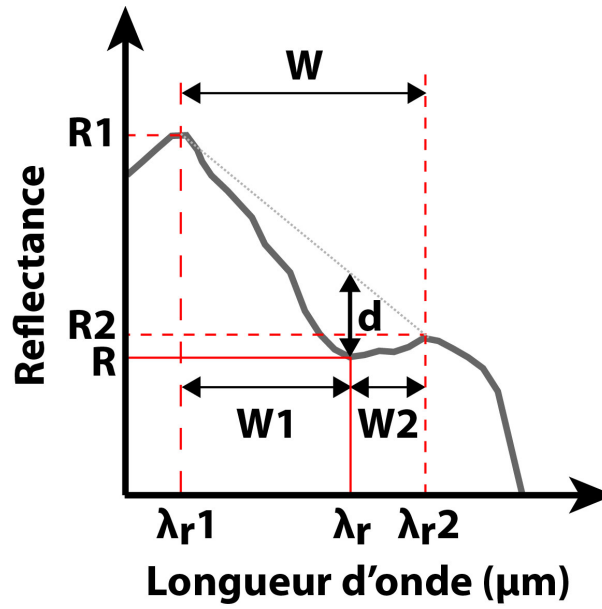


FIGURE 3.14 – Représentation du critère spectral. Le critère est un rapport établi pour définir la profondeur de bande  $BD$  à  $\lambda_r$  entre deux épaulements situés à  $\lambda_{r1}$  et  $\lambda_{r2}$  et séparés d'une longueur  $W$ . La valeur de la réflectance  $R(\lambda_r)$  est normalisée par la valeur de la réflectance des épaulements  $R1$  et  $R2$ . Les facteurs de pondération associés sont dépendants de la distance en longueur d'onde entre l'épaulement et la position du minimum de réflexion ( $W1$  et  $W2$ ) (figure d'après Massé [2010]).

La valeur de la réflectance au fond de la bande  $R$  est normalisée par la valeur du continuum. Cette dernière est calculée à partir de la valeur de la réflectance ( $R1$  et  $R2$ ) des deux épaulements adjacents à la position de la bande d'absorption ( $\lambda_{r1}$  et  $\lambda_{r2}$ ). Pour prendre en compte l'asymétrie de la bande d'absorption le long de sa largeur  $W$ , on multiplie les valeurs au numérateur par des facteurs de pondération ( $W1$  et  $W2$ ). Cette valeur est exprimée entre 0 et 1.

$$BD(\lambda_r) = 1 - \frac{R(\lambda_r)}{(W1/W)R2 + (W2/W)R1} \quad (3.9)$$

La normalisation de la valeur de la réflectance au fond de la bande d'absorption par la valeur du continuum permet de réduire, voire de supprimer, certains effets photométriques tels que la rugosité et les variations de topographie [Clark and Lucey, 1984; Nolin and Dozier, 2000; Dozier et al., 2009]. Néanmoins, ce critère est sensible au bruit instrumental. Celui-ci peut être fort sur les instruments martiens OMEGA et en particulier CRISM. De ce fait, si la bande est peu profonde, l'incertitude sur la valeur de sa profondeur est grande. Afin de palier à ce problème, les valeurs de réflectances utilisées dans le calcul des critères spectraux dans cette thèse sont égaux à la moyenne des réflectances mesurées dans plusieurs (3 à 5) canaux instrumentaux adjacents. Cette méthode ne permet pas discriminer la contribution des composants d'un mélange dans le cas où certaines bandes d'absorption se chevauchent.

Les critères spectraux sont définis pour les canaux de l'instrument utilisé et codés au sein d'un programme IDL développé au laboratoire (Sarrago V., Le Mouélic S., Massé M.). Les calculs sont appliqués au spectre de réflectance pour chaque longueur d'onde. Le calcul de critères spectraux pour l'ensemble d'un cube hyperspectral permet de réaliser des cartographies et d'identifier des régions d'intérêt. Ces cartes sont intégrées dans un SIG et mises en relation avec les données

d'imagerie et de topographie.

Au cours de la thèse, l'analyse spectrale a été menée dans le but d'identifier des zones d'accumulation et le degré de métamorphisme de la glace à la surface de la calotte polaire Nord de Mars. Cette étude passe par l'identification des positions des bandes d'absorption et par le calcul de la profondeur de bande  $BD$  (Eq. 3.9 - Fig. 3.14). En spectrométrie de la glace, le métamorphisme est souvent étudié via l'estimation de la taille optique des grains à l'aide des bandes d'absorption à  $1,03 \mu\text{m}$  et  $1,25 \mu\text{m}$  [Nolin and Dozier, 1993, 2000; Scambos et al., 2007; Brown and Calvin, 2012] (Section 3.1.2.2). Par exemple, nous avons utilisé l'équation 3.10 pour étudier in-situ l'évolution de la profondeur de la bande d'absorption à  $1,03 \mu\text{m}$  des grains de glace (Fig. 3.10) observés grâce à un spectromètre de terrain (Section 3.1.2.3).

$$BD(1,03\mu\text{m}) = 1 - \frac{R(1,03)}{0,58 \times R(1,08) + 0,42 \times R(0,96)} \quad (3.10)$$

### 3.1.3 Analyse morphologique

La morphologie de la surface et la structure interne de la calotte polaire Nord de Mars est explorée grâce à des données de télédétection variées et complémentaires.

#### 3.1.3.1 Données altimétriques MOLA

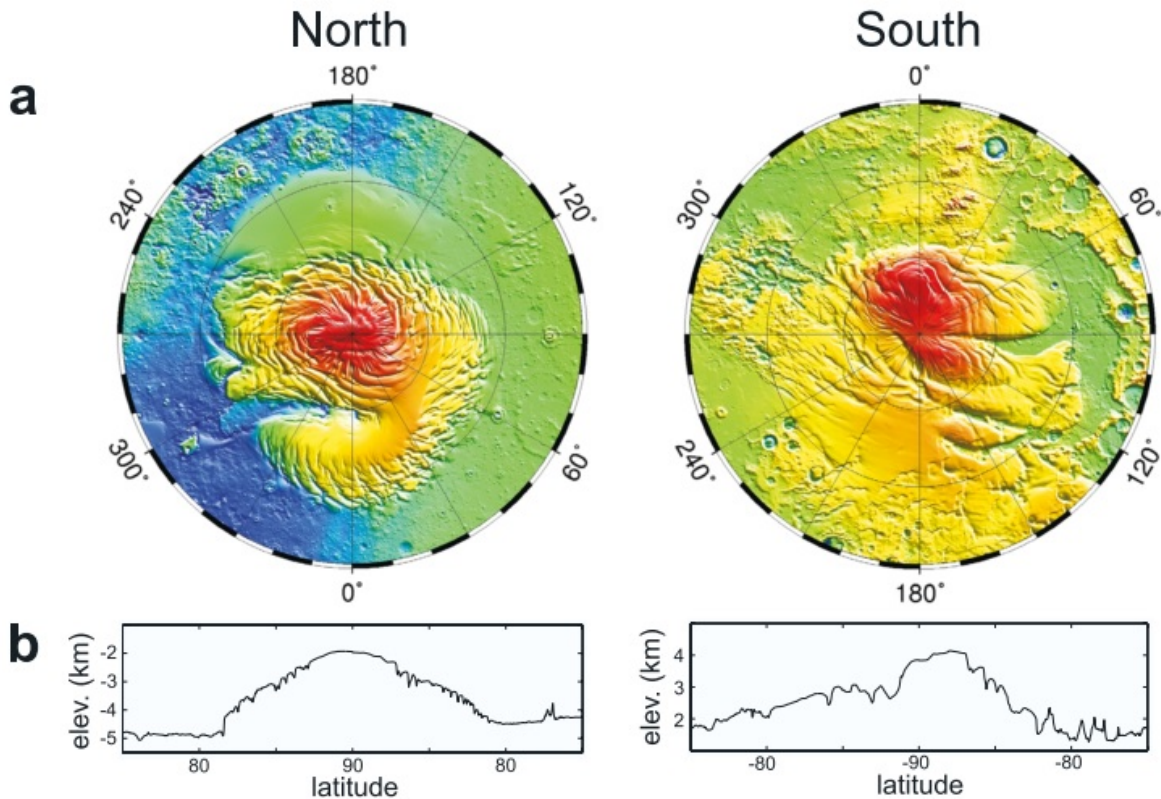


FIGURE 3.15 – (a) Cartes topographiques des pôles Nord et Sud interpolées à partir des données MOLA [Zuber et al., 1998; Ng and Zuber, 2006]. (b) Coupes topographiques associées tracées le long de l'axe  $90^\circ - 270^\circ$  et passant par les pôles [Zuber et al., 1998; Ng and Zuber, 2006].

### 3.1. DONNÉES ET MÉTHODES D'ANALYSE

---

L'altimètre MOLA (*Mars Orbiter Laser Altimeter*) à bord de la sonde Mars Global Surveyor (MGS - 1996) a permis la cartographie complète de la surface de Mars. L'altitude à la surface de la planète est définie par la mesure du temps d'aller-retour de l'onde laser entre l'instrument et la surface. La précision verticale est de l'ordre du mètre [Smith et al., 2001]. L'instrument échantillonne la surface tous les 300 m le long de traces de direction Nord-Sud (les orbites de MGS sont quasi-polaires). Les points de mesures sont interpolés sur une grille pour produire des Modèles Numériques de Terrain (MNT) à différentes résolutions. La résolution spatiale est plus précise au pôle (au mieux 115 m/pixel) qu'à l'équateur (au mieux 460 m/pixel). Néanmoins, le MNT interpolé utilisé (disponible sur le serveur PIGWAD de l'USGS : [http://webgis.wr.usgs.gov/pigwad/download/mars\\_dl.htm](http://webgis.wr.usgs.gov/pigwad/download/mars_dl.htm)) ne prend pas en compte la zone située au-dessus de 88° de latitude (Fig. 3.17 - Section 3.2.1). En effet, les mesures laser s'effectuent au nadir pour améliorer la précision. L'inclinaison de l'orbite de la sonde à 93,7° crée donc un "trou" d'acquisition sur un diamètre de 450 km autour du pôle [Zuber et al., 1998]. Les mesures altimétriques existent dans cette zone grâce à des survols spécifiques (disponible sur PIGWAD) et il est possible de réaliser l'interpolation des points de mesures MOLA soi-même (Fig. 3.15). Les zones principales d'études étant situées à de plus faibles latitudes sur la calotte, cette interpolation n'a pas été nécessaire au cours de la thèse.

Le MNT MOLA utilisé dans cette thèse a une résolution de 512 pixels/° [Smith et al., 2001]. Ces données topographiques sont utilisées pour définir la forme et les dimensions des objets observés à la surface de la calotte polaire Nord de Mars. Elles permettent notamment de réaliser des cartes et des coupes topographiques.

#### 3.1.3.2 Données du radar sondeur SHARAD

L'analyse de la stratigraphie interne d'un objet sédimentaire permet d'apporter des contraintes sur son mode de formation. Les strates sont en effet des marqueurs des processus physiques présents au cours de la formation de l'objet et permettent une caractérisation de son fonctionnement. La glace à la surface de la calotte polaire Nord de Mars s'accumule sous forme de couches qui peuvent être sondées grâce à l'imagerie radar à grandes longueurs d'onde.

Dans le cadre de cette thèse nous nous intéressons aux processus actifs à la surface de la calotte et dont l'empreinte stratigraphique s'exprime dans les couches supérieures de la calotte polaire Nord. L'interprétation de la stratigraphie interne de la calotte a été réalisée à partir de radargrammes SHARAD traités par l'équipe de l'instrument et transmis par Isaac B. Smith (Southwest Research Institute, Boulder (USA)).

Le radar sondeur SHARAD (Shallow Radar) [Picardi et al., 2005; Seu et al., 2007] à bord de la sonde MRO a pour mission d'observer avec précision les premiers kilomètres de la subsurface de Mars. L'antenne du radar émet un signal (pulse) au nadir. L'onde électromagnétique se propage dans le sol et interagit avec les "discontinuités" présentes. Elle est particulièrement sensible à la permittivité diélectrique des matériaux rencontrés. Cette grandeur traduit la facilité de l'onde à se propager dans un milieu. Ainsi, un changement de nature de matériaux (air, glace, roche) ou de porosité crée une interface pour laquelle une partie du signal est réfléchi vers la sonde ; c'est l'écho du radar, alors que l'autre partie continue sa propagation dans le sol. L'assemblage des échos radar forme un radargramme (Fig. 3.16). Sa dimension verticale s'exprime en secondes (temps de parcours de l'onde) et sa dimension horizontale en mètres (longueur de la trace radar). La conversion en distance de l'échelle verticale est dépendante de la constante diélectrique ( $\equiv$  permittivité) du milieu. Il faut donc connaître à priori la nature du sol sondé.



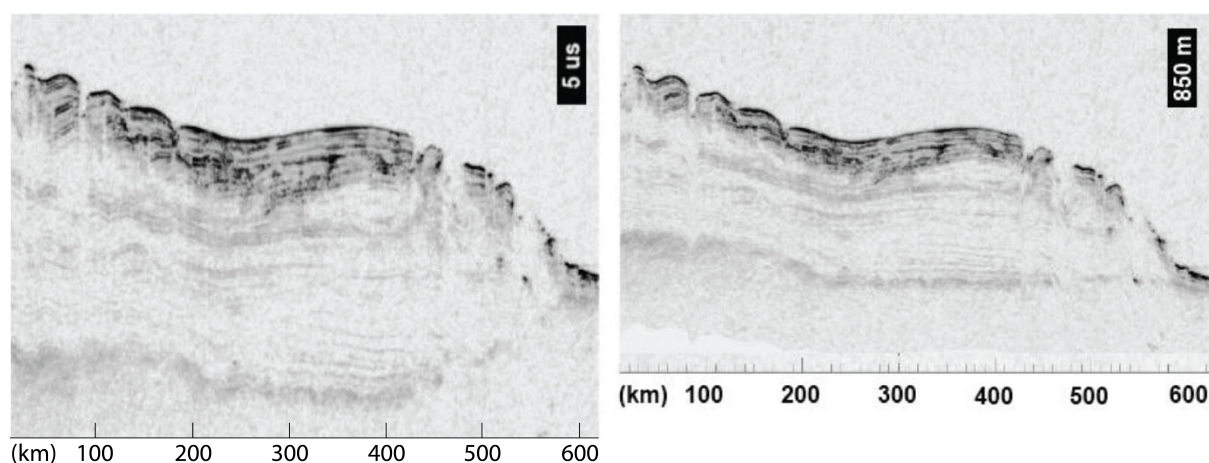


FIGURE 3.16 – Radargramme acquis sur la calotte polaire Nord de Mars par l’instrument SHARAD. La dimension verticale du radargramme est en micro-secondes (gauche). La conversion de cette échelle de temps en distance est une fonction de la permittivité de la glace (droite) [Grima, 2011].

La glace de la calotte polaire Nord de Mars est supposée compacte sous les premières couches de la surface [Arthern et al., 2000; Grima, 2011] et les variations de température au sein de la colonne n’affectent pas significativement la permittivité de la glace [Grima, 2011]. La constante diélectrique est donc évaluée en fonction de la teneur en poussière des différentes couches de glace. L’abondance de poussière est supposée ou déduite des observations de l’albédo des couches qui affleurent en surface [Phillips et al., 2008; Nunes and Phillips, 2006].

La couverture radar aux pôles est quasi-complète. L’instrument échantillonne la surface avec un pas de 5 m, une résolution spatiale horizontale de 0,3 à 3 km et une résolution spatiale verticale de 9 à 15 m [Seu et al., 2007].

La nature stratifiée des calottes martiennes apparaît clairement sur les radargrammes. Les réflecteurs avec un fort signal (couleur sombre sur la figure 3.16 - attention les radargrammes présentés dans la suite du manuscrit présentent un contraste de couleur inversé par rapport à celui-ci) indiquent que l’intensité de l’écho est puissante par rapport aux couches adjacentes. L’accumulation de couches de glace plus ou moins riches en poussière dans les calottes permet l’observation de nombreux réflecteurs internes [Phillips et al., 2008]. L’interprétation de la nature de ces réflecteurs est complexe. La résolution du radar SHARAD implique qu’un réflecteur correspond à des paquets de couches de glace [Christian et al., 2013]. Les réflecteurs sont généralement interprétés comme des isochrones qui traduisent la variation de l’accumulation de la glace [Kohler et al., 1997]. Néanmoins, il reste difficile d’établir des liens entre ces isochrones et les couches exhumées en surface pour reconstruire un modèle d’accumulation associé aux variations des cycles climatiques [Putzig et al., 2009; Hvidberg et al., 2012; Christian et al., 2013]. De plus, les réflecteurs peuvent être affectés par l’écoulement de la glace et les contraintes associées (déformation, présence d’eau liquide, enrichissement de la glace en sédiment) [Vaughan et al., 1999].

### 3.1.3.3 Images HRSC

La surface de la calotte est observée entre autre grâce à l’imageur HRSC (High Super Resolution Stereo Colour Imager) [Neukum et al., 2004; Jaumann et al., 2007] à bord de la sonde Mars Express (en orbite depuis juin 2003). La large couverture spatiale des images (environ 100 km x



### 3.1. DONNÉES ET MÉTHODES D'ANALYSE

---

1000 km) et leurs bonnes résolutions spatiales (environ 10 m/pixel) permet d'obtenir une vision globale et précise du contexte géologique et géomorphologique. La camera acquiert les données dans le domaine visible (RGB), proche infrarouge et une image au nadir panchromatique sur l'ensemble de la planète. L'instrument permet également de réaliser des MNT à une résolution spatiale supérieure à celle des MNT MOLA par stéréophotogrammétrie (acquisition photographique d'une même cible sous différents angles). Actuellement, les données MNT de HRSC ne couvrent qu'une partie des bordures de la calotte polaire Nord.

Les données traitées (calibration radiométrique et géométrique) et projetées sont disponibles via la section Planetary Sciences de l'Université libre de Berlin (<http://www.geo.fu-berlin.de/en/geol/fachrichtungen/planet/welcome/index.html>). Une fois téléchargées, il suffit de les intégrer à un SIG martien. La combinaison des canaux RGB sous un logiciel de traitement d'image (Photoshop) permet de visualiser la surface de la planète en couleur (Fig. 2.21 - Section 2.2.2.4).

#### 3.1.3.4 Images CTX

Le jeu de donnée acquis par la caméra de contexte CTX (Context Camera) [Malin et al., 2007] a permis la caractérisation des figures morphologiques à la surface de la calotte polaire Nord de Mars. Cet instrument à bord de la sonde MRO (Mars Reconnaissance Orbiter) acquiert des images de la surface de Mars depuis mars 2006 et est toujours actif actuellement. L'instrument a réalisé une couverture quasi-globale de la planète avec des images dans le domaine visible (0,5-0,7  $\mu m$ ). La très bonne résolution de cet instrument (6 m/pixel) et son large champ d'observation (trace de 30 km de large à une altitude de 300 km au-dessus de la planète) en font un outil précieux pour l'observation et l'interprétation du contexte géologique et morphologique.

Les images CTX sont téléchargées à partir de la base de données Mars ODE (<http://ode.rsl.wustl.edu/mars/>). Elles ne sont pas interprétables dans l'état et des traitements doivent être réalisés à l'aide du logiciel USGS-ISIS. Les principales opérations à réaliser pour ce type de données sont la calibration radiométrique, le retrait des pixels morts et surtout la projection de l'image. Une aide sur la chaîne de traitement est donnée sur le forum ISIS (<http://isis.astrogeology.usgs.gov/>) et dans l'Annexe A de la thèse de Massé [2010]. À l'issue du traitement on obtient deux fichiers associés ; l'image CTX (format .png) traitée et géoréférencée et un fichier *worldfile* (format .pnw) contenant les informations nécessaires à la projection des données sous un SIG. Avec l'outil USGS-ISIS il est également possible d'assembler plusieurs images CTX pour réaliser une mosaïque. Le nombre de données CTX à traiter peut être important. Des scripts écrit en langage BASH sont disponibles sur le forum ISIS et permettent d'automatiser la chaîne de traitement en les adaptant à ses besoins.

#### 3.1.4 Base de données antarctique

En Antarctique, l'identification des zones de bilan de masse négatif et des zones soumises à l'action du vent a été réalisée à l'aide d'un SIG (Fig. 2.1 et 2.2). La projection utilisée est de type polaire stéréographique centrée au pôle sud et le système de coordonnées géographiques est l'ellipsoïde WGS84.

Une partie des données antarctiques numérisées sur les cartes présentées dans ce manuscrit sont issues de la littérature (par exemple les *BIA* - section 2.1.3.1). Dans ce cas les images ont été

géoréférencées à l'aide de points de calage puis les zones d'intérêt ont été numérisées sous forme vectorielle.

Les données topographiques BEDMAP2 [Fretwell et al., 2013] et les produits vectoriels associés tels que les lignes de rivage, les lignes d'échange ou les affleurements rocheux proviennent de la base de données SCAR *Antarctic Digital Database* (<http://www.add.scar.org/index.jsp>). BEDMAP2 compile des données topographiques issues de plusieurs sources sur une grille dont les cellules sont espacées de 1 km. L'incertitude verticale du MNT de surface varie entre 30 à 130 m selon que l'on se situe dans une zone montagneuse ou non.

Le radar altimétrique RADARSAT fournit une mosaïque de la surface de l'Antarctique à haute résolution. C'est un imageur radar à synthèse d'ouverture (SAR - *Synthetic Aperture Radar*) qui envoie un signal de la gamme des micro ondes à la surface et reçoit en retour un écho. Le satellite étant en mouvement, une même scène est illuminée plusieurs fois ce qui permet la cartographie très précise de la surface à partir de la recombinaison des échos. La fréquence du signal permet au rayonnement d'échantillonner les premières couches de glace (0 à 15 m [Rignot and Echelmeyer, 2001]). La mosaïque a une résolution de 200 m/pixel [Liu et al., 2001], est téléchargée depuis la base de données de la NSIDC (*National Snow & Ice Data Center* - <http://nsidc.org/data>). Cette image est utilisée pour identifier les zones de mégadunes à la surface de la calotte Antarctique (Fig. 3.32 - Section 3.3.1). En effet, les variations de textures et de métamorphismes de la glace entre les deux pentes des mégadunes se traduisent par une réponse différente des échos du radar [Fahnestock et al., 2000].

## 3.2 Identification de deux ordres de grandeur d'ondes de sédimentation à la surface de la calotte polaire Nord de Mars

### 3.2.1 Présentation des objets d'étude

La morphologie de surface de la calotte polaire Nord de Mars est dominée par de grandes ondes topographiques en forme de spirale qui migrent à contre-sens du vent [Howard, 2000; Smith and Holt, 2010; Smith et al., 2013] (Fig. 3.17 (a), Section 2.2.4.4). Elles ont une longueur d'onde d'environ 60 km et une amplitude de plusieurs centaines de mètres. Leurs crêtes se développent avec un angle quasi-perpendiculaire aux lignes d'écoulement des vents (Fig. 2.34) et la pente sous le vent est généralement plus forte ( $2^\circ$  -  $15^\circ$ ) que la pente face au vent ( $0,5^\circ$  -  $7^\circ$ ) [Howard, 2000; Pathare and Paige, 2005]. Ces structures se caractérisent par une composition de la surface différente entre les deux faces. De la glace propre et récente recouvre la pente face au vent et les crêtes tandis que des couches de glace anciennes et riches en poussière sont exhumées sur la pente sous le vent [Howard et al., 1982; Massé et al., 2010, 2012]. Ces grandes ondes topographiques correspondent à des ondes de sédimentation qui migrent à contre-sens du vent en raison d'une asymétrie dans les processus d'accumulation de la glace au cours de leur formation (Fig. 3.17 (b)) [Smith and Holt, 2010; Smith et al., 2013]. Les variations de composition de surface et les discontinuités stratigraphiques observables sur les radargrammes SHARAD permettent de conclure que la face amont est soumise à une accumulation nette de glace tandis que la face aval subit une ablation nette de la glace à long terme (Fig. 3.35). L'ablation provoque l'exhumation des couches de glaces anciennes et riches en poussière sur la face aval [Cutts et al., 1979; Squyres, 1979; Howard, 2000; Ivanov and Muhleman, 2000; Ng and Zuber, 2006; Smith and Holt, 2010; Massé et al., 2010, 2012; Smith et al., 2013].



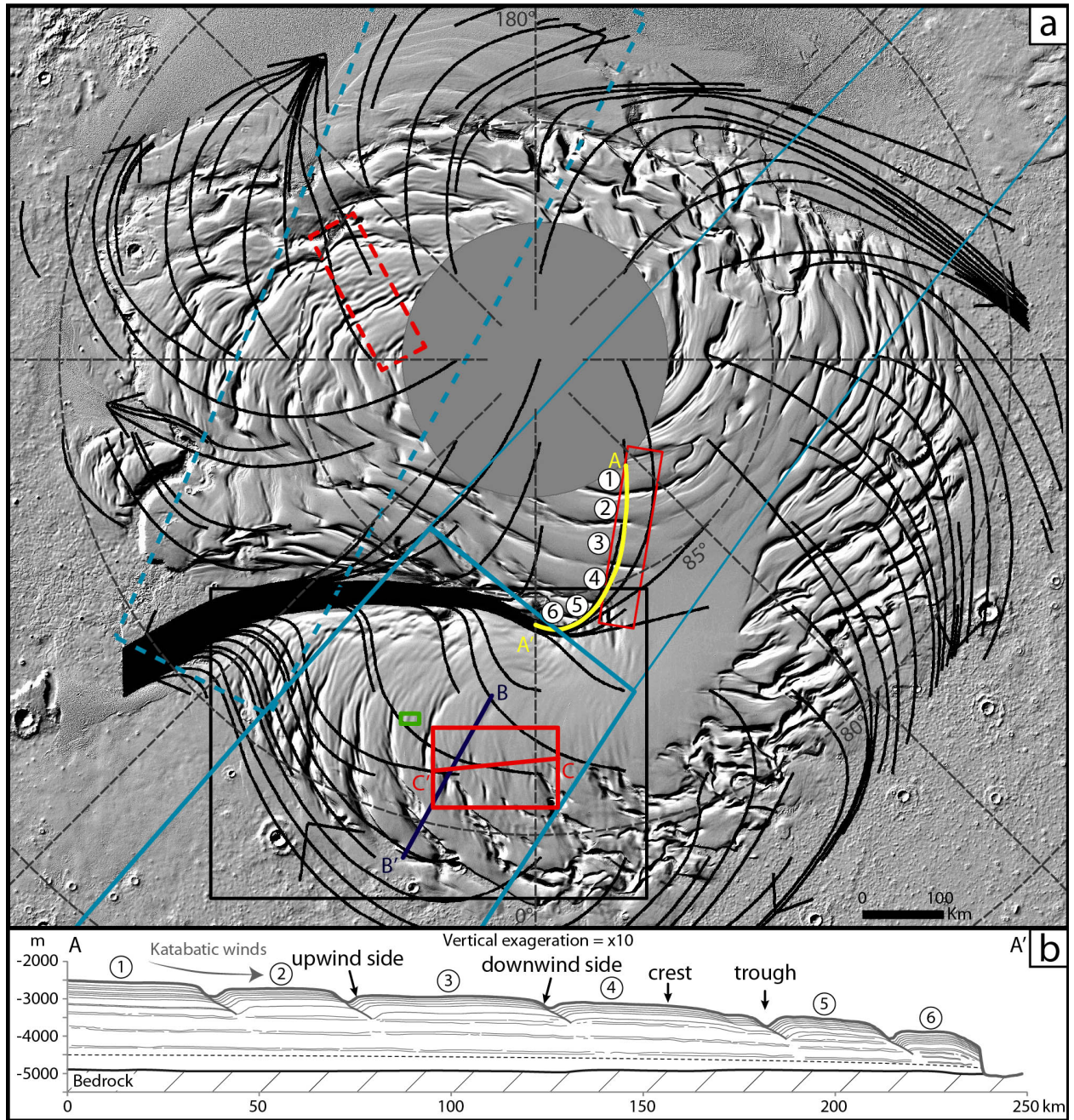


FIGURE 3.17 – (a) Carte de relief ombré de la calotte polaire Nord de Mars obtenue à partir du MNT MOLA [Zuber et al., 1998] auquel sont superposées les lignes de direction des vents katabatiques [Massé et al., 2012]. Le profil AA' correspond à la localisation de la coupe présentée en (b). Le profil BB' correspond à la localisation de la figure 3.22. La zone d'étude (cadre rouge gras) est placée sur un champ d'ondes de sédimentation sur le lobe de *Gemina Lingula*. Le profil CC' est la trace du profil topographique des figures 3.21 et 3.26. Les cadres rouges à traits fins et pointillés correspondent à la localisation des figures 3.35 et 3.29. Les cadres bleus à traits forts, fins et pointillés correspondent respectivement aux contours des cubes hyperspectraux OMEGA des figures 3.26, 3.35 et 3.29. Le cadre vert présente la position de la figure 3.27. Le cadre noir correspond au zoom sur le lobe de *Gemina Lingula* de la figure 3.20. (b) Coupe interprétative le long du profil AA' basée sur le profil topographique (ligne noire) issu du MNT MOLA et des réflecteurs radar SHARAD.



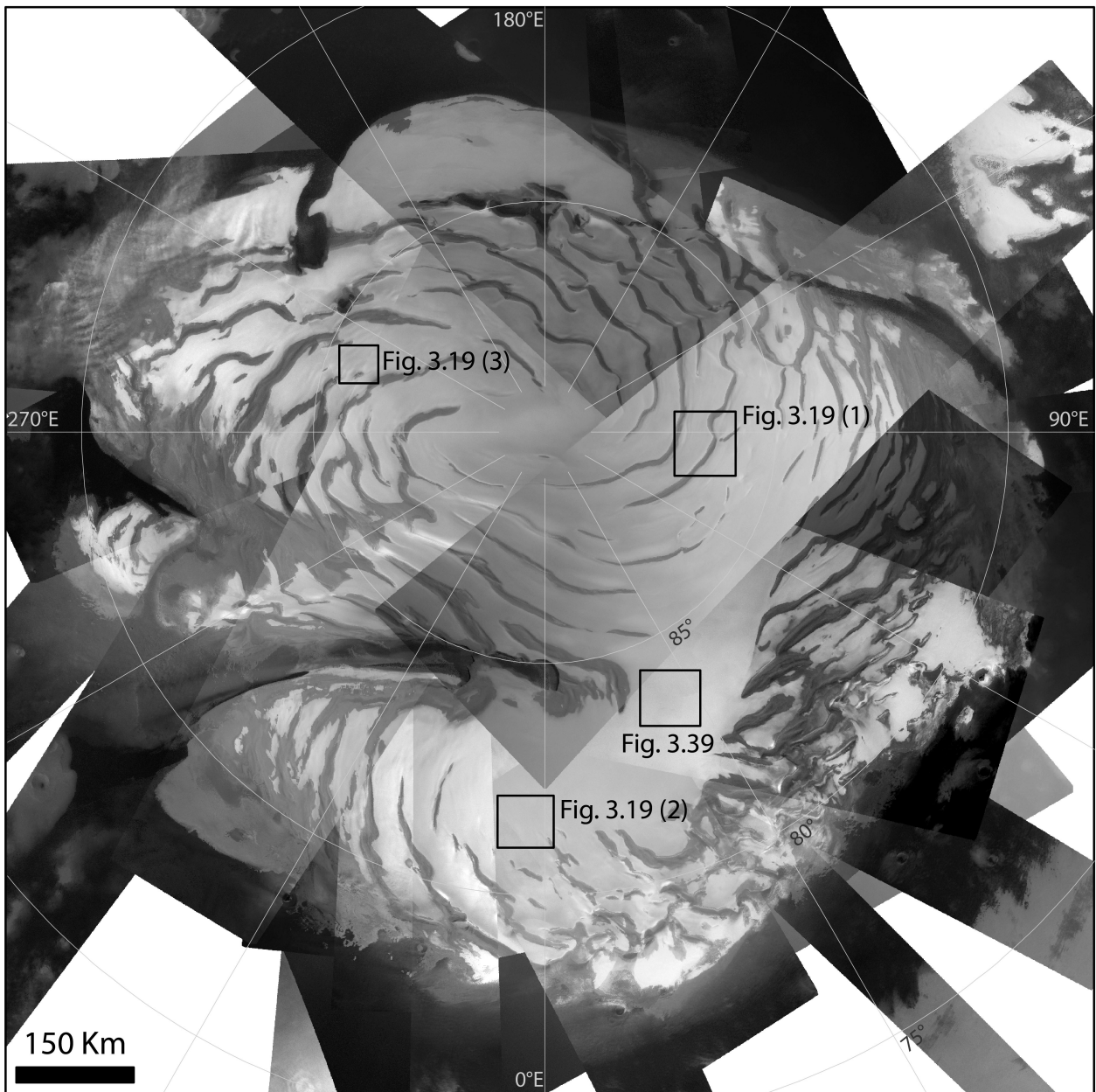


FIGURE 3.18 – Mosaïque d’images HRSC au-dessus de la calotte polaire Nord de Mars. Les images sont acquises pendant l’été ( $L_s = 118,7^\circ$  à  $L_s = 175,6^\circ$ ). Les cadres noirs présentent la position des figures 3.19 et 3.31.

Superposées à ces grandes ondes de sédimentation, on observe de petites ondes topographiques, également appelées ondulations [Cutts et al., 1979; Howard, 2000]. Elles ont une longueur d’onde de 5 à 12 km et une amplitude de quelques mètres à 100 m (Fig. 3.17 (a)) [Howard, 2000]. Les petites ondes topographiques peuvent être isolées ou faire partie d’une série d’ondes. Elles sont observables sur trois zones principales de la calotte qui sont présentées à la figure 3.18. Les petites ondes topographiques présentent des morphologies variables entre les différentes zones d’observation, qui doivent traduire la variabilité des processus responsables de leur formation (Fig. 3.19).

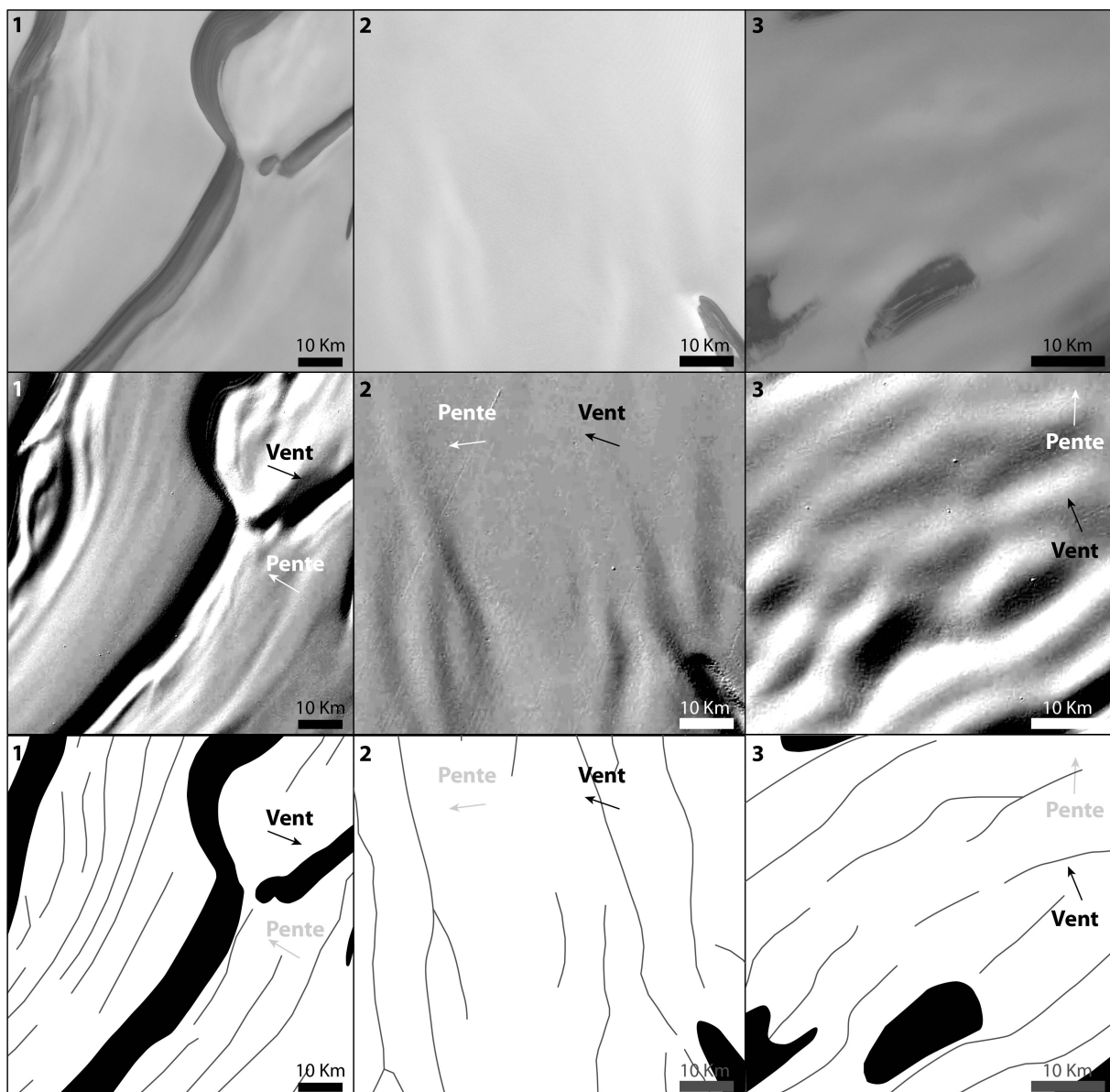


FIGURE 3.19 – Observations de la surface de la calotte polaire Nord de Mars grâce à des portions d’images HRSC (haut), du relief ombré issue du MNT MOLA (milieu) et de représentation schématique des crêtes des ondulations (traits gris) et les dépressions en spirales (traits noirs) (bas) pour trois zones d’ondes topographiques. Les positions des images 1, 2 et 3 sont représentées par des cadres noirs sur la figure 3.18. Les flèches noires indiquent la direction des vents dominants et les flèches grises la direction de la pente régionale. Les images HRSC pour 1, 2 et 3 sont H5888\_0000 ( $L_s = 106,8^\circ$ ), H3681\_0000 ( $L_s = 137,4^\circ$ ) et H5962\_0000 ( $L_s = 116,4^\circ$ ) respectivement. Les ondes topographiques de la zone 1 se développent sur une pente ascendante contrairement aux ondes des zones 2 et 3.

Dans le but d’expliquer l’origine (Section 2.2.4.3) et les processus impliqués dans la dynamique de ces petites ondes topographiques, j’ai mené une étude morphologique et spectrale des structures observées à la surface du lobe de *Gemina Lingula* (Fig. 3.18 et 3.19 (2)). Dans cette zone, la topographie est peu marquée par la présence des grandes ondes de sédimentation (dépressions en spirales) et les petites ondes topographiques se développent sur une grande partie du plateau. J’ai également mené une étude analogue sur un grand champ d’ondes topographiques situé entre  $180^\circ$  E et  $240^\circ$  E à la surface de la calotte (Fig. 3.18 et 3.19 (3)).

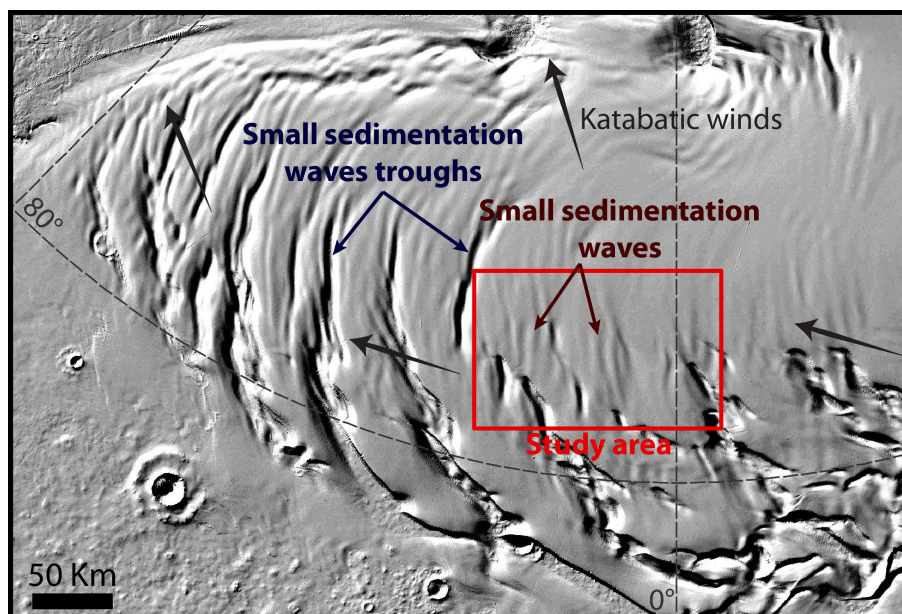


FIGURE 3.20 – Relief ombré du lobe de *Gemina Lingula* obtenu à partir du MNT MOLA. L’ombrage permet de mettre en valeur les deux longueurs d’ondes topographiques. Cette images est délimitée par le cadre noir sur la figure 3.17.

### 3.2.2 Morphologies des petites ondes de sédimentation sur *Gemina Lingula*

#### 3.2.2.1 Dimensions des ondes topographiques

Les ondes topographiques à la surface du lobe de *Gemina Lingula* sont situées sur la pente face au vent des grandes ondes de sédimentation et sur le plateau au sommet de *Gemina Lingula* (entre 12° Est et 8° Ouest) (Fig. 3.20). Elles sont organisées de manière sub-parallèle et ne sont pas strictement parallèles aux grandes ondes de sédimentation (Fig. 3.20 et 3.21 (a)). On peut observer un écart entre les crêtes des deux structures qui peut s’élever jusqu’à un angle de 10°.

Les crêtes se développent avec un angle variant de 60° à 75° par rapport à la direction des vents dominants déduit des indices morphologiques (Fig. 2.22 - Section 2.2.2.4). Les ondes topographiques se forment donc de façon oblique à la direction du vent, selon la classification de [Hunter et al. \[1983\]](#). Leur forme est soit linéaire soit arquée et elles présentent localement des jointures en "Y" ouvertes vers le côté face au vent (Fig. 3.19 (2) et 3.20). Cette disposition est commune pour les dunes de sable et traduit le mécanisme par lequel les dunes réadaptent leur longueur d’onde en fonction de la disponibilité en sédiment et/ou de la nature du substrat [[Lancaster, 1995](#)]. Dans le cas des ondes topographiques à la surface de Mars, nous avons peu d’indices sur la nature du substrat, c’est-à-dire s’il est composé de neige pulvérulente ou de glace indurée.

Les ondes topographiques de *Gemina Lingula* peuvent s’étendre jusqu’à plus de 100 km de long. Elles ont une longueur d’onde d’environ 10 km et une amplitude moyenne de 20 m, soit un rapport d’aspect de l’objet d’environ 2/1000 (Fig. 3.21). Leur pente aval ou sous le vent est généralement plus raide (0,2° à 2°) et plus longue que leur pente amont ou face au vent (0,02° à 1°) (Fig. 3.21).



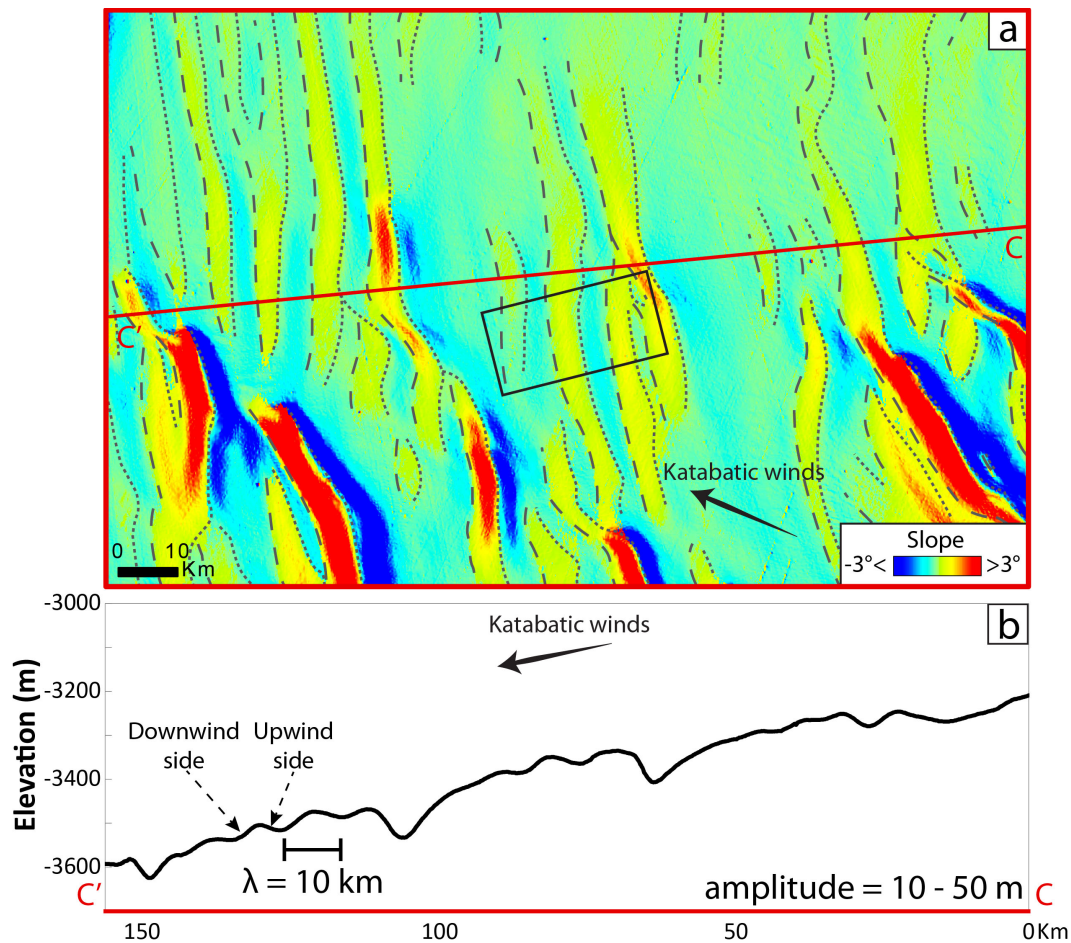


FIGURE 3.21 – (a) Carte des pentes obtenue à partir du MNT MOLA dans la zone délimitée par le cadre rouge sur la figure 3.17 (centre du cadre :  $81^\circ 26'$  Nord -  $6^\circ 0'$  Ouest) permettant de mettre en valeur la topographie des petites ondes de sédimentation sur le lobe de *Gemina Lingula*. Les lignes pointillées et les tirets noirs correspondent respectivement aux creux et aux crêtes. Les pentes négatives (vertes à bleues) correspondent aux côtés sous le vent tandis que les pentes positives (jaunes à rouges) correspondent aux côtés face au vent. Les petites ondes de sédimentation ont des pentes comprises entre  $-2^\circ$  et  $+2^\circ$  qui sont généralement plus fortes sur la pente sous le vent (b). Les pentes positives et négatives les plus fortes ( $< -3^\circ$  et  $> +3^\circ$ ) correspondent aux terminaisons des grandes ondes de sédimentation. (b) Profil topographique le long de l'axe CC' en rouge sur l'image (a).

### 3.2.2.2 Stratigraphie interne

La visualisation de la stratification interne apporte de précieuses informations sur la nature et sur la dynamique des formes observées en surface. Le radar sondeur SHARAD révèle que la topographie de surface des petites ondes est une expression de l'ondulation de la stratigraphie interne sur plusieurs dizaines de mètres sous la surface (Fig. 3.22). Cette observation permet de conclure que les petites ondes topographiques sont des ondes de sédimentation qui se développent simultanément à l'accumulation de la glace à la surface de la calotte. De plus, sur le radargramme (Fig. 3.22 (c)), on ne distingue pas de discontinuités stratigraphiques entre les petites ondes de sédimentation contrairement aux grandes ondes de sédimentation qui subissent une ablation nette de la face aval [Howard, 2000; Smith and Holt, 2010]. Ainsi, les deux faces des petites ondes de sédimentation sont sujettes à une accumulation nette.

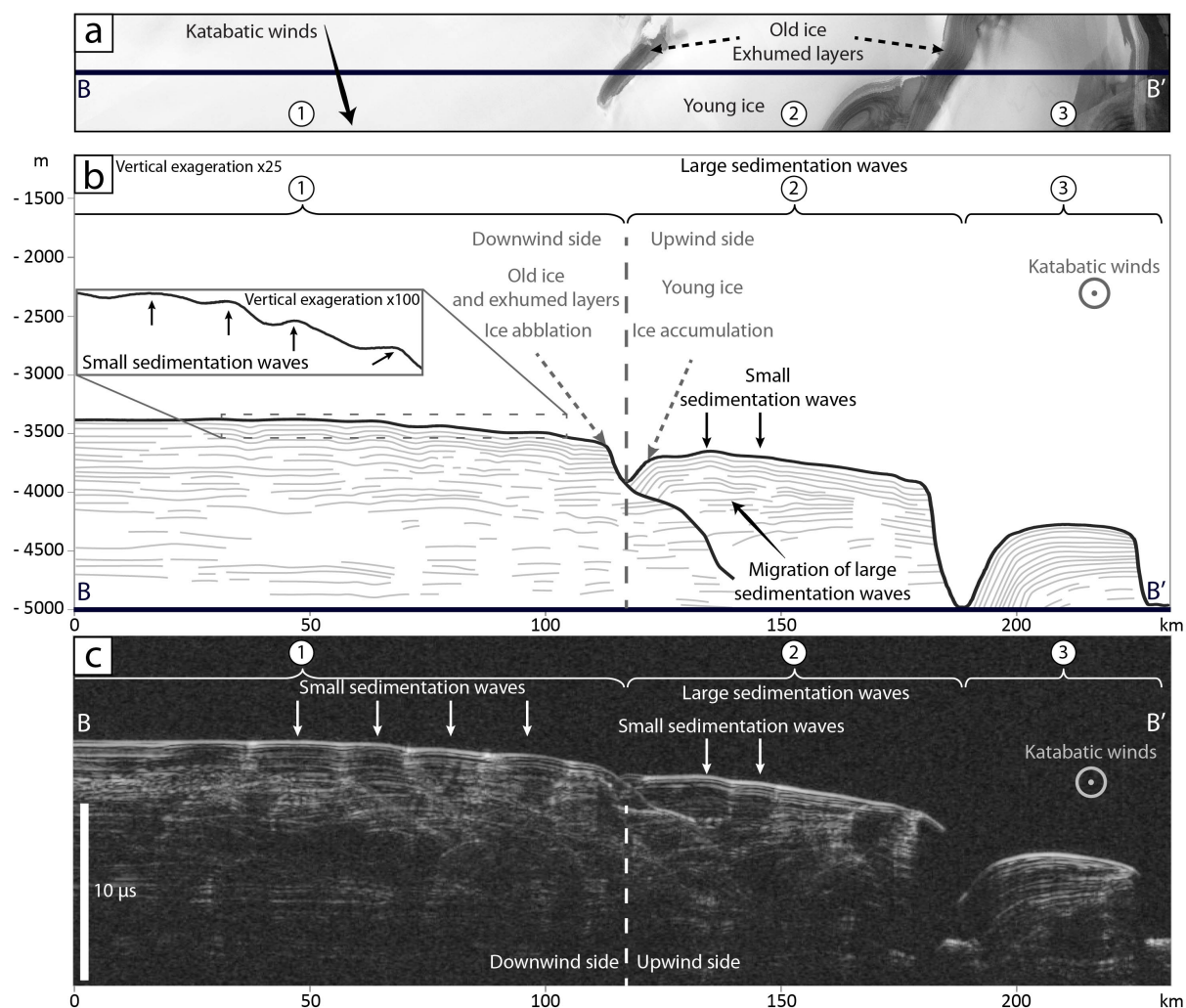


FIGURE 3.22 – (a) Mosaïque d'images HRSC ( $L_s = 134,9^\circ$  à  $137,9^\circ$ ) montrant la surface de la calotte le long du profil BB' (Fig. 3.17). Les couches poussiéreuses sont visibles sur les pentes sous le vent des grandes ondes de sédimentation tandis que de la glace d'eau "propre" recouvre les pentes face au vent et les sommets des grandes ondes de sédimentation. (b) Coupe interprétative le long du profil BB' (symbolisé par la ligne bleue foncée en (a) et à la figure 3.17) réalisée à partir d'un profil topographique (trait noir foncé) issu d'un MNT MOLA et des réflecteurs (traits gris clair) issus d'un radargramme présenté en (c). (c) Portion du radargramme SHARAD 4428\_01 le long du profil BB'. Le profil radar est sub-parallèle aux crêtes des ondes de sédimentation et presque perpendiculaire à la direction principale du vent.

Malheureusement, nous ne pouvons pas conclure sur le sens de migration des petites ondes de sédimentation grâce aux données radar car nous n'avons pas à notre disposition un profil radar orienté dans la direction du vent. Dans cette région, les traces des radargrammes sont orientées dans la direction Nord-Sud (Section 3.1.3.2). Ainsi, le profil radar présenté à la figure 3.22 (c) est orienté sub-parallèlement à la crête des ondes de sédimentation et presque perpendiculairement à la direction du vent (Fig. 3.17 (a)).

### 3.2.2.3 Texture de surface

L'observation du champ d'ondes de sédimentation de *Gemina Lingula* avec des images à haute résolution CTX révèle une alternance de bandes rugueuses et de bandes peu rugueuses sub-

parallèles (Fig. 3.23). Les bandes peu rugueuses ne présentent pas de texture spécifique à la résolution des images CTX (6 m/pixel [Malin et al., 2007]), tandis que les bandes rugueuses sont caractérisées par la présence de grandes rides et de creux longitudinaux mis en valeur par un figuré bleu sur la figure 3.23. Ces rides et ces creux mesurent plusieurs dizaines de mètres à plusieurs kilomètres de long, sont espacés de 100 à 500 m et peuvent mesurer plus de 1 m de haut puisqu'ils sont détectés sur le MNT MOLA, dont la précision verticale vaut environ 1 m [Smith et al., 2001]. La largeur des crêtes est irrégulière.

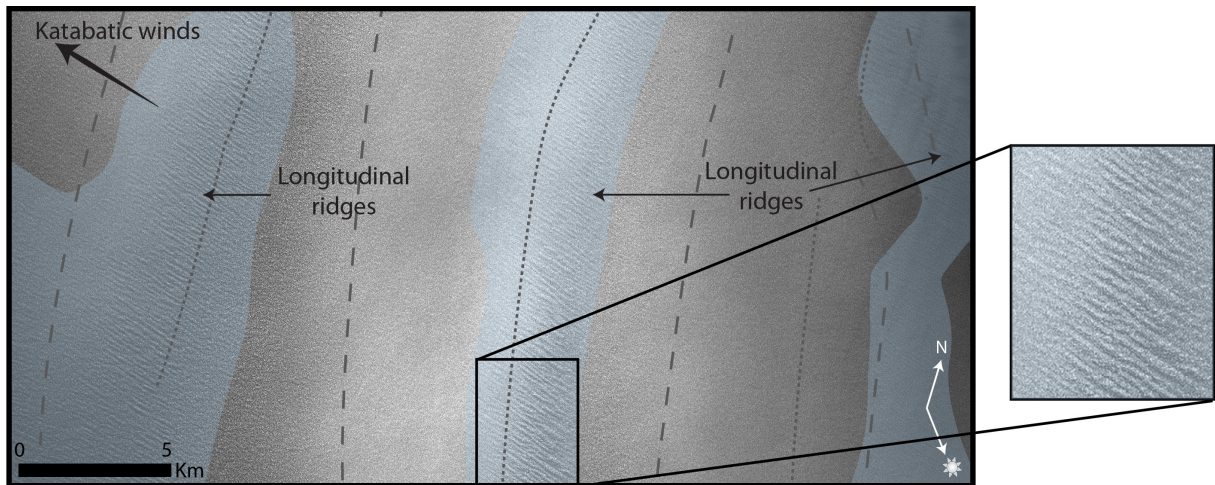


FIGURE 3.23 – Portion de l'image CTX P20\_008995\_2593\_XI\_79N001W, acquise à  $L_s = 90,96^\circ$  et représentée par le cadre noir sur la figure 3.21 (a). Cette image montre à la surface des petites ondes de sédimentation des champs de rides longitudinales (mis en valeur en bleu) qui alternent avec des zones peu rugueuses où les rides sont absentes. Les crêtes des petites ondes de sédimentation sont symbolisées par les tirets noirs et les creux sont symbolisés par les pointillés noirs.

Ces structures sont parallèles à la direction principale du vent et recoupent la direction des crêtes des ondes avec un angle d'environ  $60^\circ$ . L'alternance de bandes lisses et rugueuses est corrélée à la topographie des petites ondes de sédimentation. Généralement, les bandes rugueuses se trouvent sur la pente face au vent, sur les crêtes et dans les dépressions des ondes de sédimentation, alors que les bandes sans texture particulière s'observent sur la pente sous le vent.

L'alternance de zones rugueuses et non rugueuses à la surface des petites ondes de sédimentation rappelle la disposition périodique des champs de sastrugi et des surfaces vitrifiées à la surface des mégadunes de neige en Antarctique (Section 2.1.3.5) [Frezzotti et al., 2002; Albert et al., 2004]. Les rides longitudinales martiennes ressemblent en certains points aux sastrugi dit "sévères" décrits par Frezzotti et al. [2002] et Frezzotti and Gandolfi [2002] en Antarctique. Ces derniers mesurent jusqu'à 1,5 m de haut et présentent une crête anguleuse (Fig. 2.11). Néanmoins, la longueur des sastrugi "sévères" est plus courte en Antarctique (plusieurs mètres) que pour les rides de la calotte polaire Nord de Mars (jusqu'à plusieurs kilomètres). L'absence de rugosité sur les faces sous le vent peut être comparée aux surfaces de glace vitrifiées en Antarctique qui sont généralement aérodynamiquement lisses [Frezzotti and Gandolfi, 2002].

La présence des rides et des creux à la surface des ondes de sédimentation est un indicateur des zones d'accumulation préférentielles de la glace. En Antarctique, les sastrugi se forment essentiellement sur la face amont, les creux et les crêtes des mégadunes, qui correspondent aux zones d'accumulation préférentielle de la neige. En effet, comme présenté à la section 2.1.3.3, les sastrugi sont des figures de redistribution de la neige qui indiquent une accumulation préférentielle dans les zones soumises aux vents et à de faibles taux d'accumulation.



Bien que l'on note des différences entre les sastrugi des mégadunes en Antarctique et les rides des ondes de sédimentation martiennes, nous concluons par analogie que les zones rugueuses correspondent à des zones d'accumulation préférentielle de la glace par rapport aux zones peu rugueuses.

Une cartographie systématique de l'ensemble des rides et des creux longitudinaux pourrait ainsi permettre d'identifier des zones préférentielles d'accumulation à la surface de la calotte Nord de Mars.

Les images CTX traitées pour ces observations ont été acquises au cours de l'été polaire Nord afin d'éviter les perturbations potentielles de l'observation par la condensation saisonnière de glace de  $CO_2$  et de givre d'eau [Appéré et al., 2011]. Néanmoins, l'observation d'images CTX de la même zone durant le printemps ne révèle pas de changement notable de ces structures par rapport aux observations estivales. De même, l'observation des rides et des creux à plusieurs années d'intervalles grâce aux images à haute résolution MOC (Mars Orbiter Camera à bord de la sonde MGS [Malin et al., 1992] - 1997, résolution spatiale maximum = 1,4 m/pixel) ne révèle également aucune migration durant la période d'observation. Ceci paraît normal aux vues des très faibles taux annuels d'accumulation qui sont de 0,3 à 4,0 mm/an [Laskar et al., 2002; Fishbaugh and Hvidberg, 2006; Milkovich et al., 2008; Herkenhoff and Plaut, 2000; Banks et al., 2010]. En 10 ans d'observation (entre l'acquisition des images MOC et CTX), le cumul maximum de glace équivaut ainsi à moins de 4 cm, soit une valeur inférieure à la résolution spatiale des deux instruments.

### 3.2.3 Métamorphisme de la glace

En Antarctique, l'asymétrie de la taille de grain entre les versants amont et aval des mégadunes affecte la réflectance spectrale de la surface de glace, permettant ainsi de cartographier les mégadunes à partir d'images multispectrales (Fig. 2.16 - Section 2.1.3.5) [Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002; Frezzotti and Gandolfi, 2002; Scambos et al., 2007, 2012].

Dans cette section nous réalisons une étude spectroscopique au-dessus des petites ondes de sédimentation de *Gemina Lingula* dans le but de détecter s'il existe ou non des variations optiques analogues aux observations en Antarctique. Pour étudier les propriétés physiques de la glace en surface nous utilisons les données de l'imageur hyperspectral OMEGA. Pour minimiser l'effet de la couverture saisonnière de glace de  $CO_2$  et de givre d'eau [Appéré et al., 2011], les cubes choisis ont été acquis durant l'été polaire Nord.

#### 3.2.3.1 Profondeur de la bande d'absorption de la glace d'eau

Le cube hyperspectral ORB1090\_1 acquis à  $L_s = 119,2^\circ$  recouvre le lobe de *Gemina Lingula* avec une taille de pixel de 2,5 km. Cette dimension est inférieure à la longueur d'onde des petites ondes de sédimentation (Fig. 3.21) et permet l'étude des propriétés optiques sur leurs deux faces.

La signature spectrale observée sur ces ondes de sédimentation est typique de la glace d'eau, avec une réflectance plus grande dans la partie visible du spectre que dans la partie infrarouge [Warren, 1982]. De plus, on observe bien les 4 bandes principales d'absorption de la glace d'eau à 1,03, 1,25, 1,50 et 2,00  $\mu\text{m}$  (Fig. 3.24).

La pente spectrale entre 0,48  $\mu\text{m}$  et 0,70  $\mu\text{m}$  est due à la présence de poussière qui recouvre l'ensemble de la calotte [Massé et al., 2010, 2012]. La teneur en poussière de la calotte polaire Nord de Mars est estimée à  $\approx 5\%$  [Grima et al., 2009] et elle participe à diminuer fortement la valeur de la réflectance dans le visible [Lucey and Clark, 1985].

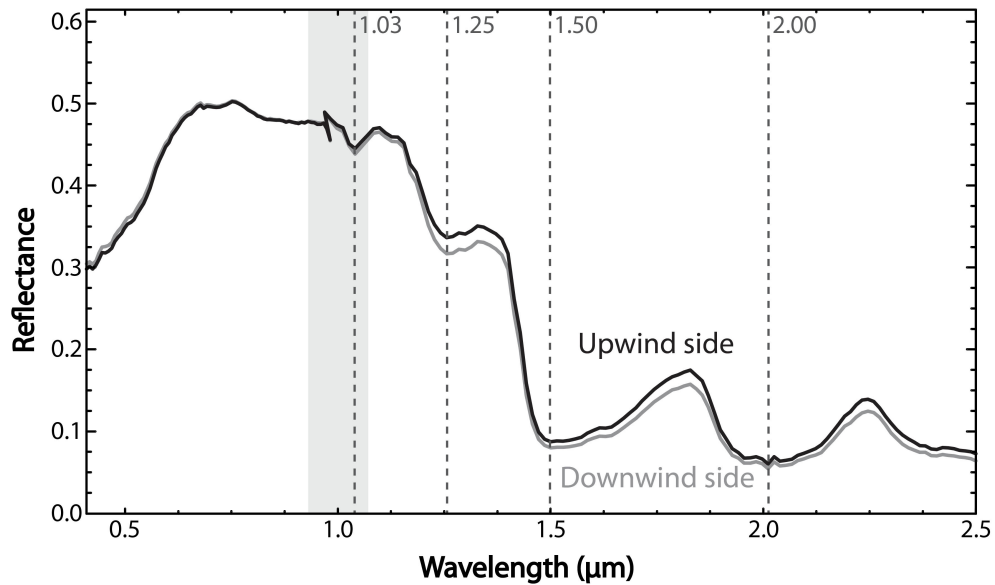


FIGURE 3.24 – Spectres en réflectance des petites ondes de sédimentation sur leurs faces amonts (courbe noire) et sur leurs faces avals (courbe grise). Les spectres noir et gris correspondent à la moyenne de plusieurs spectres du cube OMEGA ORB1090\_1 échantillonnés respectivement sur les pentes amonts (lignes pointillées noires sur la figure 3.26 (b)) et sur les pentes avals (lignes pointillées grises à la figure 3.26 (b)). Les droites verticales tiretées indiquent les principales bandes d'absorption de la glace d'eau. La zone grise correspond au changement de détecteur OMEGA entre 0,93 et 1,07  $\mu\text{m}$ .

S'il est difficile de conclure sur la nature de la glace en surface, on peut néanmoins noter que la forme des spectres de glace martienne ne correspond ni à celle de la neige fraîche car la bande à 2,02  $\mu\text{m}$  présente une saturation, ni à celle de la glace compacte puisque les bandes d'absorption à 1,50  $\mu\text{m}$  et 2,02  $\mu\text{m}$  ne sont pas complètement saturées (Fig. 3.25).

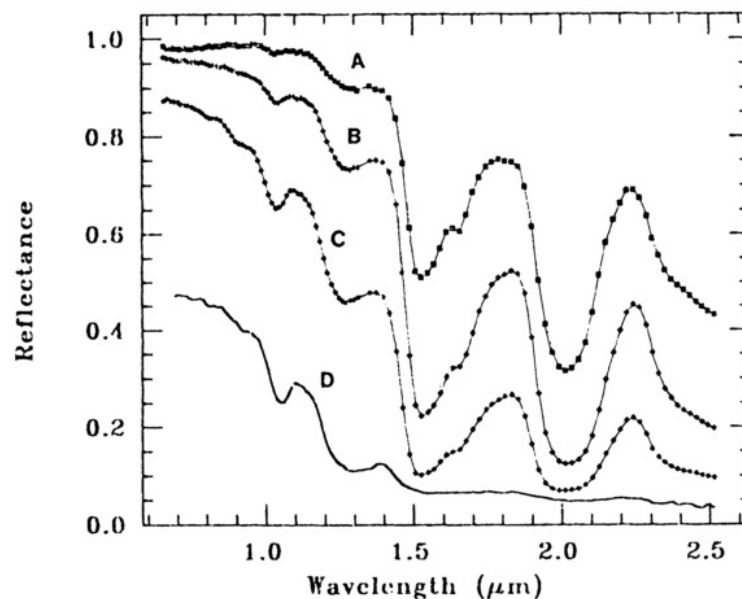


FIGURE 3.25 – Mesure de réflectance de (A) petits grains de givre (50  $\mu\text{m}$ ), (B) grains de givre moyens (200  $\mu\text{m}$ ), (C) grains de givre grossiers (400  $\mu\text{m}$  - 2000  $\mu\text{m}$ ) et (D) glace compacte contenant des bulles [Lucey and Clark, 1985].



La réflectance dans le visible est généralement similaire sur les deux côtés des petites ondes de sédimentation. À l'inverse, dans la partie infrarouge du spectre, la réflectance est généralement plus faible et les bandes d'absorption plus profondes sur la pente sous le vent que sur la pente face au vent (Fig. 3.24).

La cartographie de la profondeur de bande d'absorption à  $1,25 \mu\text{m}$  sur le lobe de *Gemina Lingula* permet de mettre en valeur les variations spectrales observées (Fig. 3.26). Nous avons choisi la bande à  $1,25 \mu\text{m}$  car les bandes à  $1,50$  et à  $2,02 \mu\text{m}$  saturent quand la taille de grain augmente [Brown and Calvin, 2012] ce qui provoque la remontée des fonds de bande et peut affecter l'interprétation. De plus, du fait du changement de détecteurs de l'instrument OMEGA entre  $0,93$  et  $1,07 \mu\text{m}$  (Section 3.1.2.3), le calcul de la profondeur de bande à  $1,04 \mu\text{m}$  n'est pas fiable (Fig. 3.24).

La profondeur de la bande d'absorption centrée à  $1,25 \mu\text{m}$  est calculée à partir du critère spectral 3.11 (Section 3.1.2.4). Les épaulements avant et après la position centrale sont situés respectivement à  $1,16 \mu\text{m}$  et  $1,36 \mu\text{m}$  (Eq. 3.11). Chacune des trois valeurs de réflectance est calculée comme la moyenne de la réflectance mesurée dans trois canaux instrumentaux adjacents, pour limiter l'influence du bruit [Massé et al., 2010].

$$\text{BD}(1,25 \mu\text{m}) = 1 - \frac{R(1,25)}{0,5 \times R(1,36) + 0,5 \times R(1,16)} \quad (3.11)$$

La carte obtenue révèle l'alternance de bandes linéaires de plus grande et de plus faible profondeur de bande d'absorption à  $1,25 \mu\text{m}$  (Fig. 3.26 (a) et (b)). Ces variations spectroscopiques périodiques sont corrélées à la topographie des petites ondes de sédimentation. Le maximum d'absorption se produit sur la pente sous le vent tandis que le minimum d'absorption se produit sur la pente face au vent (Fig. 3.26 (c)).

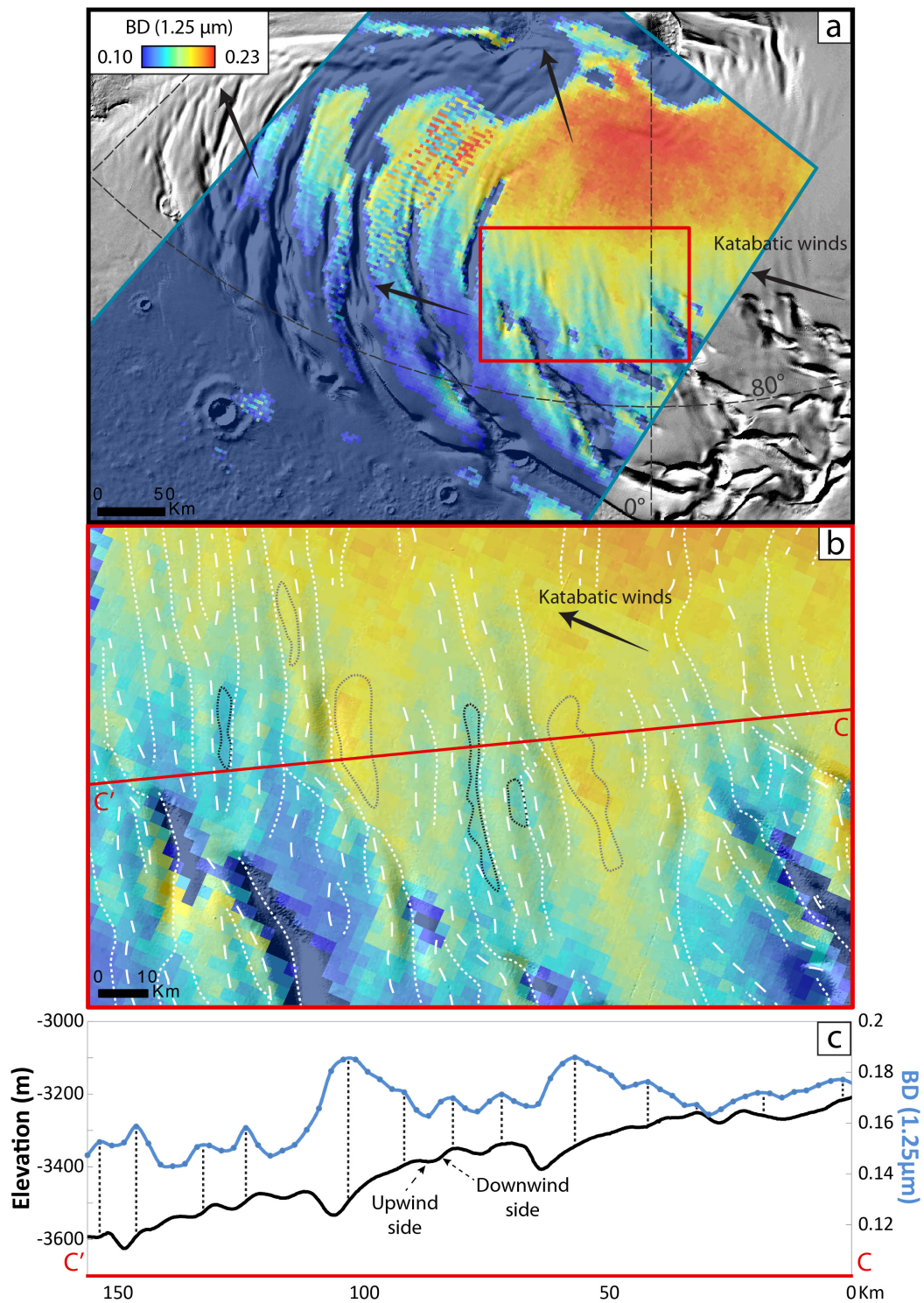


FIGURE 3.26 – (a) Carte de la bande d’absorption à  $1,25\ \mu\text{m}$  obtenue à partir du cube hyperspectral OMEGA ORB1090\_1, acquis à  $L_s = 119,2^\circ$  au cours de l’année martienne 27 (le contour du cube est délimité par le cadre bleu). Le cube OMEGA est superposé à un relief ombré du lobe de *Gemina Lingula* obtenu à partir du MNT MOLA. La carte révèle l’alternance de bandes linéaires de faible (bleu) et forte (orange) absorption à  $1,25\ \mu\text{m}$ . (b) Zoom sur la zone délimitée par un cadre rouge sur la figure (a). Les pointillés et tirets blancs représentent respectivement les creux et les crêtes des petites ondes de sédimentation. Les contours pointillés gris foncé et gris clair correspondent aux régions échantillonnées pour calculer la moyenne des spectres sur les faces amonts et avals des ondes de sédimentation (Fig. 3.24). (c) Comparaison du profil de la surface topographique (ligne noire) et de la profondeur de bande d’absorption à  $1,25\ \mu\text{m}$  (ligne bleue) le long du profil CC’ symbolisé par la ligne rouge sur la figure (b).

### 3.2.3.2 Interprétation

La corrélation entre les variations spectroscopiques et les petites ondes de sédimentation peut être induite par deux paramètres qui sont :

- la géométrie d’observation de la scène (angles d’incidence et d’émergence de la lumière à la surface - Section 3.1.1.2)
- les propriétés de la surface, qui comprennent la teneur en poussière, la taille des grains et la forme des cristaux de glace [Warren, 1982; Clark and Lucey, 1984; Lucey and Clark, 1985].

**Photométrie :** Les changements de pente topographique engendrent des variations de l’angle d’incidence et d’émergence de la lumière enregistrée par les spectro-imageurs en orbite (*AM* variable, Eq. 3.8 - Section 3.1.2.1). Les effets photométriques associés altèrent la forme du continuum spectral et la valeur absolue de la réflectance [Nolin, 1998; Nolin and Dozier, 2000; Vincendon et al., 2007; Dumont et al., 2010]. Cependant, les profondeurs de bandes d’absorption calculées grâce au critère 3.11 sont en théorie peu sensibles à la forme du continuum et par extension à la présence de pentes topographiques (Section 3.1.2.4). En effet, la normalisation de la réflectance à la longueur d’onde de la bande d’absorption par la valeur de la réflectance du continuum devrait permettre de s’affranchir de cette influence [Clark and Lucey, 1984; Nolin and Dozier, 2000; Frezzotti and Gandolfi, 2002; Dozier et al., 2009].

Dans le but d’écarter totalement cette possibilité pour expliquer la corrélation entre les variations spectroscopiques à  $1,25\ \mu\text{m}$  et la topographie des petites ondes de sédimentation, nous avons analysé plusieurs cubes hyperspectraux OMEGA acquis dans différentes géométries d’observation. La zone d’étude des effets photométriques est localisée par le cadre vert de la figure 3.17. Elle ne se situe pas dans la zone d’étude précédente (symbolisée par un cadre rouge) car il est difficile de trouver deux cubes OMEGA acquis à un intervalle de temps réduit, recouvrant la même zone et avec des résolutions spatiales inférieures à la longueur des pentes des petites ondes de sédimentation. (Fig. 3.27).

Les variations de la profondeur de bande à  $1,25\ \mu\text{m}$  se produisent au même endroit sur les petites ondes de sédimentation (Fig. 3.27 (a) et (c)) bien que les géométries d’observation soient très différentes entre les deux cubes hyperspectraux (Fig. 3.27 (b) et (d)). Pour les cubes hyperspectraux analysés, l’absorption maximale se produit sur la pente sous le vent des ondes de sédimentation et le minimum d’absorption se produit sur leur pente face au vent des ondes de sédimentation conformément au résultat présenté à la figure 3.26). À l’inverse, la variation de la profondeur de bande est indépendante de la valeur de l’angle d’incidence : pour l’une des géométries d’observation, l’incidence varie en phase avec la profondeur de bande d’absorption (Fig. 3.27 (d)) tandis que pour une illumination dans la direction opposée, l’incidence varie en anti-phase avec la profondeur de bande d’absorption (Fig. 3.27 (b)).

La différence d’illumination de la scène ne provoque donc pas de variation de la position spatiale du maximum et du minimum d’absorption mais seulement une variation de la valeur absolue de la profondeur d’absorption (Fig. 3.27 (a) et (c)). D’autre part, on note que l’amplitude entre le minimum et le maximum de la valeur de la profondeur de bande d’absorption est du même ordre de grandeur pour les deux observations.

Enfin, la variation des pentes des petites ondes de sédimentation de *Gemina Lingula* est très faible (Section 3.2.2.1) et engendre par conséquent des variations minimales de l’angle d’incidence entre la face amont et la face aval ( $0,4^\circ$  sur la figure 3.27 (b) et  $1,2^\circ$  sur la figure 3.27 (d)).

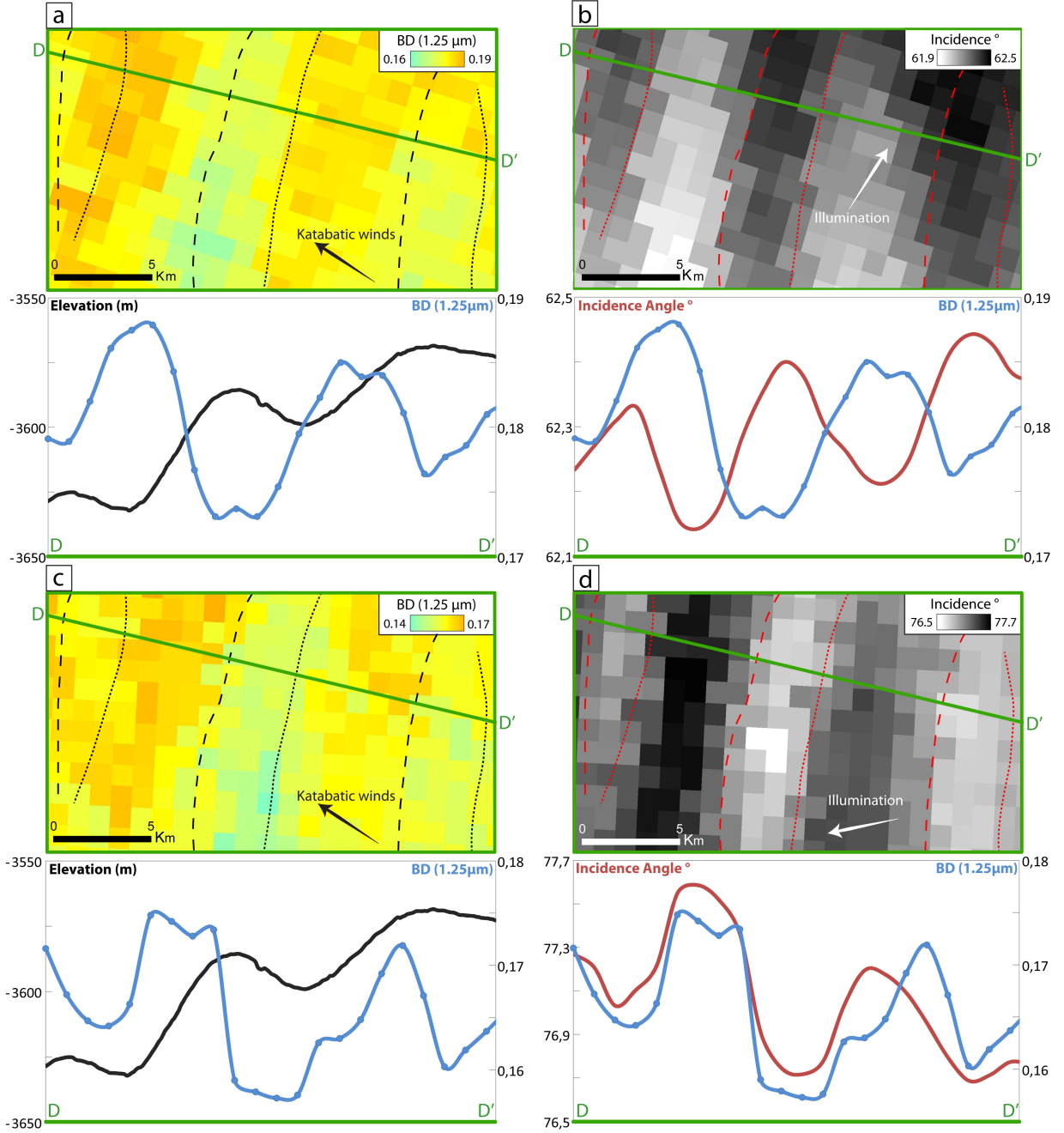


FIGURE 3.27 – Comparaison de la profondeur de bande d'absorption à  $1,25 \mu\text{m}$  obtenue à partir de deux cubes OMEGA acquis dans des géométries d'observation différentes sur une partie de *Gemina Lingula* (encadrée en vert sur la figure 3.17). Les pointillées et les tirets correspondent respectivement aux creux et aux crêtes des petites ondes de sédimentation. La topographie et la profondeur de bande le long du profil DD' sont représentées sous chacune des cartes. (a) et (c) Cartes de la bande d'absorption à  $1,25 \mu\text{m}$  obtenues à partir des cubes hyperspectraux OMEGA ORB1150\_2 ( $L_s = 127,1^\circ$ ) et ORB1200\_0 ( $L_s = 133,5^\circ$ ) respectivement. Les profils DD' comparent les profils topographiques obtenus grâce au MNT MOLA (lignes noires) et la profondeur de bande d'absorption à  $1,25 \mu\text{m}$  (lignes bleues). (b) et (d) Cartes de l'angle d'incidence local associé aux cubes hyperspectraux OMEGA ORB1150\_2 et ORB1200\_0. L'orientation de l'éclairage par le Soleil (flèches blanches) est de sens opposés entre ces deux observations. Les profils DD' comparent l'évolution de l'angle d'incidence local (lignes rouges) et la profondeur de bande d'absorption à  $1,25 \mu\text{m}$  (lignes bleues).



L'absence d'influence de la géométrie d'observation sur la profondeur de bande et les faibles variations de l'angle d'incidence sur la zone d'observation nous mènent à la conclusion que les effets photométriques provoqués par les variations de la pente topographique ne sont pas à l'origine des variations spectroscopiques à la surface des petites ondes de sédimentation sur *Gemina Lingula*.

**Poussière :** La calotte polaire Nord de Mars est contaminée par de la poussière mafique et des minéraux hydratés, en particulier sur les pentes sous le vent des grandes ondes de sédimentation [Massé et al., 2010, 2012]. La présence d'impuretés dans la glace tend à aplatir le spectre de réflectance (Fig. 3.6) et peut potentiellement introduire des bandes d'absorption des minéraux hydratés qui peuvent interférer avec les bandes d'absorption de la glace [Lucey and Clark, 1985; Massé et al., 2010]. La présence de la poussière, même en très faible quantité, peut aussi produire une très forte décroissance de la réflectance dans la partie visible du spectre alors qu'elle n'affecte pas significativement la partie proche infra-rouge [Warren, 1982; Lucey and Clark, 1985; Dozier et al., 2009] (Section 4.1.3.1).

On note effectivement l'influence de la poussière qui fait chuter la valeur de réflectance dans la partie visible des spectres de *Gemina Lingula*. Néanmoins, la valeur de la réflectance entre les spectres acquis à l'amont et l'aval des ondes de sédimentation ne varie presque pas dans la gamme du visible (Fig. 3.24). De plus, les bandes d'absorption typiques de la poussière [Massé et al., 2010, 2012] ne sont pas observées sur les petites ondes de sédimentation de notre zone d'étude. Enfin, Thomas Appéré (IPAG) a réalisé une inversion des propriétés de surface par un modèle de transfert radiatif [Douté and Schmitt, 1998] sur la zone d'étude (Fig. 3.28). Ces modélisations ont permis de confirmer que la distribution spatiale de la poussière à la surface de *Gemina Lingula* n'est pas corrélée à la topographie des petites ondes de sédimentation et que la teneur en poussière est faible (moins de 2% massique) (Fig 3.28 (a)).

L'ensemble de ces observations et modélisations nous indique que la teneur en poussière dans la zone d'étude est à la fois constante et faible. Par conséquent la poussière n'est pas responsable des variations spectrales observées entre les deux faces des ondes de sédimentation.

**Taille optique de grain :** Les variations spatiales du taux d'accumulation et d'ablation de la glace et de son degré de métamorphisme peut provoquer des variations de la forme et la taille des cristaux de glace à la surface des glaciers. Cet aspect est bien documenté en Antarctique où les zones d'accumulation nette se caractérisent par de la neige fraîche tandis que les zones d'accumulation faible ou d'ablation nette se caractérisent par des grains de glace métamorphisés et grossiers [Goodwin, 1990; Frezzotti et al., 2002; Gay et al., 2002; Albert et al., 2004; Courville et al., 2007]. Ces variations peuvent en retour affecter la signature spectroscopique de la surface de la glace sur les images des spectro-imageurs [Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002; Frezzotti and Gandolfi, 2002; Langevin et al., 2005; Courville et al., 2007; Scambos et al., 2007, 2012].

Les études expérimentales et les modélisations ont révélé que la valeur de la réflectance dans la gamme infrarouge décroît généralement et que la profondeur de bande d'absorption augmente généralement quand la taille optique de grain augmente [Warren, 1982; Lucey and Clark, 1985; Nolin and Dozier, 2000; Langevin et al., 2005; Brown and Calvin, 2012; Taffin et al., 2012] (Section 3.1.2.2). La bande à 1,25  $\mu\text{m}$  est particulièrement sensible à la variation de la taille optique des grains de glace [Langevin et al., 2005; Brown and Calvin, 2012] (Fig 3.7 (b) - Section 3.1.2.2). Sur ce principe, il est raisonnable de proposer que les variations spectroscopiques observées sur les petites ondes de sédimentations de la calotte polaire Nord de Mars sont dues à une variation de la taille optique des grains. Ainsi, les faibles valeurs de bande d'absorption à 1,25  $\mu\text{m}$  sur les



faces amonts des petites ondes de sédimentation correspondraient à une plus petite taille optique de grain et les fortes valeurs sur les faces aval correspondraient à une plus grosse taille optique de grain.

Par analogie avec les observations réalisées sur les mégadunes en Antarctique, cette différence de taille optique de grain de glace peut être attribuée à une asymétrie des processus de distribution de la glace à la surface des petites ondes de sédimentation. Les plus petits grains, sur les faces amonts, peuvent correspondre à la présence de glace fraîche et indiquent une accumulation préférentielle sur ce côté tandis que les plus gros grains, sur la pente sous le vent, peuvent correspondre à de la glace davantage métamorphisée, ce qui indiquerait une accumulation réduite sur ce côté. En effet, le métamorphisme des grains de glace soumis à un faible taux d'accumulation est accéléré car ils sont exposés plus longtemps à l'atmosphère et aux rayonnements du Soleil.

En complément, la variation de la taille optique des grains entre chaque côté des petites ondes de sédimentation a été évaluée quantitativement par modélisation des propriétés de la glace à l'aide d'un modèle de transfert radiatif (Fig. 3.28 (b)) [Douté and Schmitt, 1998]. On observe des variations spectrales en accord avec celles obtenues par la définitions du critère à  $1,25\ \mu\text{m}$  (Fig 3.26), c'est-à-dire que la plus petite taille de grain optique est observée sur la face amont et la plus grande taille de grain sur la face aval des petites ondes de sédimentation. Localement, la taille de grain optique sur la pente amont est estimée entre  $1400$  et  $1500\ \mu\text{m}$  tandis que sur la pente aval elle varie entre  $1600$  et  $1700\ \mu\text{m}$  (soit une variation d'environ 10% de la taille optique de grain). En Antarctique, la taille de grain varie d'environ 35% entre la face amont et la face aval [Scambos et al., 2007; Courville et al., 2007].

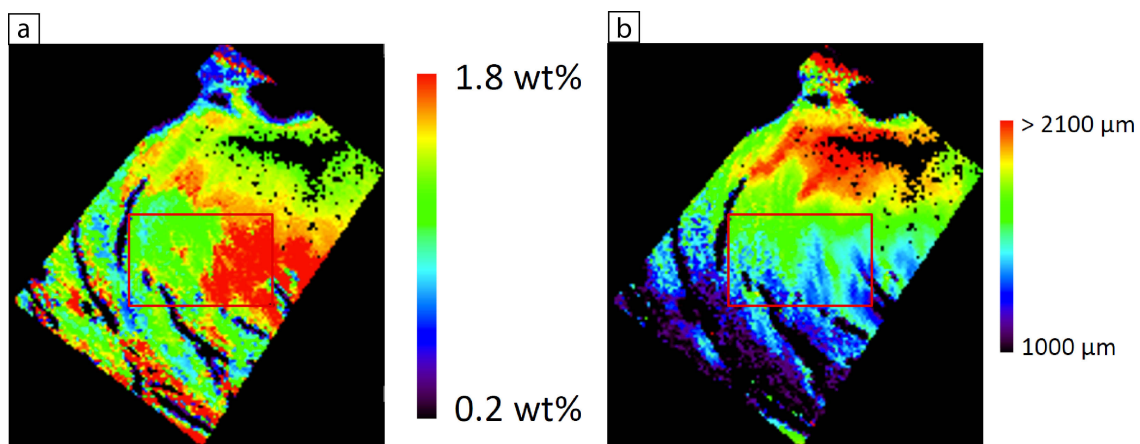


FIGURE 3.28 – Inversion des propriétés optiques de la glace à la surface de *Gemina Lingula* par un modèle de transfert radiatif réalisé par T. Appéré [Douté and Schmitt, 1998]. Le modèle est appliqué pour le cube hyperspectral ORB1090\_1. La zone d'étude de la figure 3.26 est indiquée par le cadre rouge. (a) Pourcentage massique de poussière dans la glace. (b) Taille optique des grains de glace.

Les variations spectrales obtenues sur Mars à partir d'images hyperspectrales sont comparables aux variations spectroscopiques observées en Antarctique sur les mégadunes à partir des données multispectrales [Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002; Frezzotti and Gandolfi, 2002; Scambos et al., 2007, 2012]. Nous pouvons donc en conclure que la variation des tailles optiques de grain associées aux variations d'accumulation sont responsables de la variation spectrale observée sur les petites ondes de sédimentation martiennes.

### 3.2.4 Observation des autres petites ondes de sédimentation

La dynamique du champ d'ondes de sédimentation à la surface de *Gemina Lingula* a été contrainte précédemment par les observations de texture de surface, les observations spectroscopiques et les données radar. À la surface de la calotte polaire Nord de Mars, on recense d'autres champs d'ondes topographiques qui présentent des caractéristiques variées (Fig. 3.17 et 3.42).

Les petites ondes topographiques observées dans la région de la calotte s'étendant de 180° Est à 270° Est (Fig. 3.17, 3.18 et 3.19 (3)) se développent sur les sommets des grandes ondes de sédimentation à des longueurs d'ondes de 6 à 10 km et des amplitudes de 2 à 50 m. Leurs crêtes présentent des jointures en "Y" orientées dans la direction du vent et elles sont plus sinueuses que les ondes observées à la surface de *Gemina Lingula*.

Dans ce secteur d'observation, les données SHARAD sont orientées dans une configuration optimale pour l'étude de ces structures puisque les traces sont sub-parallèles à la direction du vent et quasi perpendiculaires à la ligne de crête (Fig. 3.29 (a) et (d)). Les données radar permettent de confirmer que ces ondes topographiques sont effectivement des ondes de sédimentation puisque la topographie de surface est corrélée à l'ondulation des couches en profondeur (Fig. 3.29 (c) et (d)) [Smith and Holt, 2015]. Le long de la coupe FF', on recense au sein d'une même série d'ondes de sédimentation différents sens de migration : rétrogradation (Fig. 3.29 (c) et (d) : 1), sans sens évident (aggradation - Fig. 3.29 (c) et (d) : 2, 3 et 4) et progradation (Fig. 3.29 (c) et (d) : 5, 6, 7 et 8). Smith and Holt [2015] ont également montré que le sens de migration de ces corps peut évoluer au cours du temps. En effet, les radargrammes révèlent l'évolution du sens de migration. Les couches de glace les plus anciennes sont situées à plus grande profondeur. Pour la coupe étudiée FF', on observe que dans un premier temps, les petites ondes de sédimentation plus anciennes migraient à contre-sens du vent puis au fur et à mesure de l'accumulation de couches de glace plus récentes leur sens de migration a évolué dans le sens du vent (Fig. 3.29 (c) et (d) : 5 et 6). Ainsi, les petites ondes de sédimentation à la surface de la calotte polaire Nord de Mars peuvent migrer dans deux sens opposés.

L'observation de la surface des petites ondes de sédimentation ne présente pas de texture particulière (Fig. 3.29 (a) et 3.30). Elle est généralement lisse à la résolution des images CTX et présente localement de petites rides longitudinales (Fig. 3.30). La faible rugosité de la surface des petites ondes de sédimentation est peut-être reliée avec la variabilité du sens de migration. Dadić et al. [2013] observent en effet que pour les mégadunes antarctiques, la migration à contre-sens du vent est effective lorsqu'il existe un gradient de rugosité entre la face amont et aval.

Enfin, une analyse spectrale similaire à celle réalisée sur les ondes de sédimentation de *Gemina Lingula* ne révèle pas de variations significatives entre les faces amonts et les faces avals que ce soit pour les données multispectrales CRISM ou les données hyperspectrales OMEGA (Fig. 3.29 (b)). L'absence de détection de variations spectrales corrélées avec la topographie suggère que l'asymétrie d'accumulation n'est peut-être pas suffisante dans cette région pour pouvoir engendrer un gradient de métamorphisme de la glace qui présente une signature spectrale aussi forte que sur *Gemina Lingula*. Sur l'onde (1) (Fig. 3.29) qui migre à contre-sens du vent, on observe une variation spectrale en accord avec celles observées sur *Gemina Lingula* mais la très faible variation de la profondeur de bande d'absorption ne permet pas d'affirmer qu'il y a une différence de taille optique de grain significative entre les deux faces.

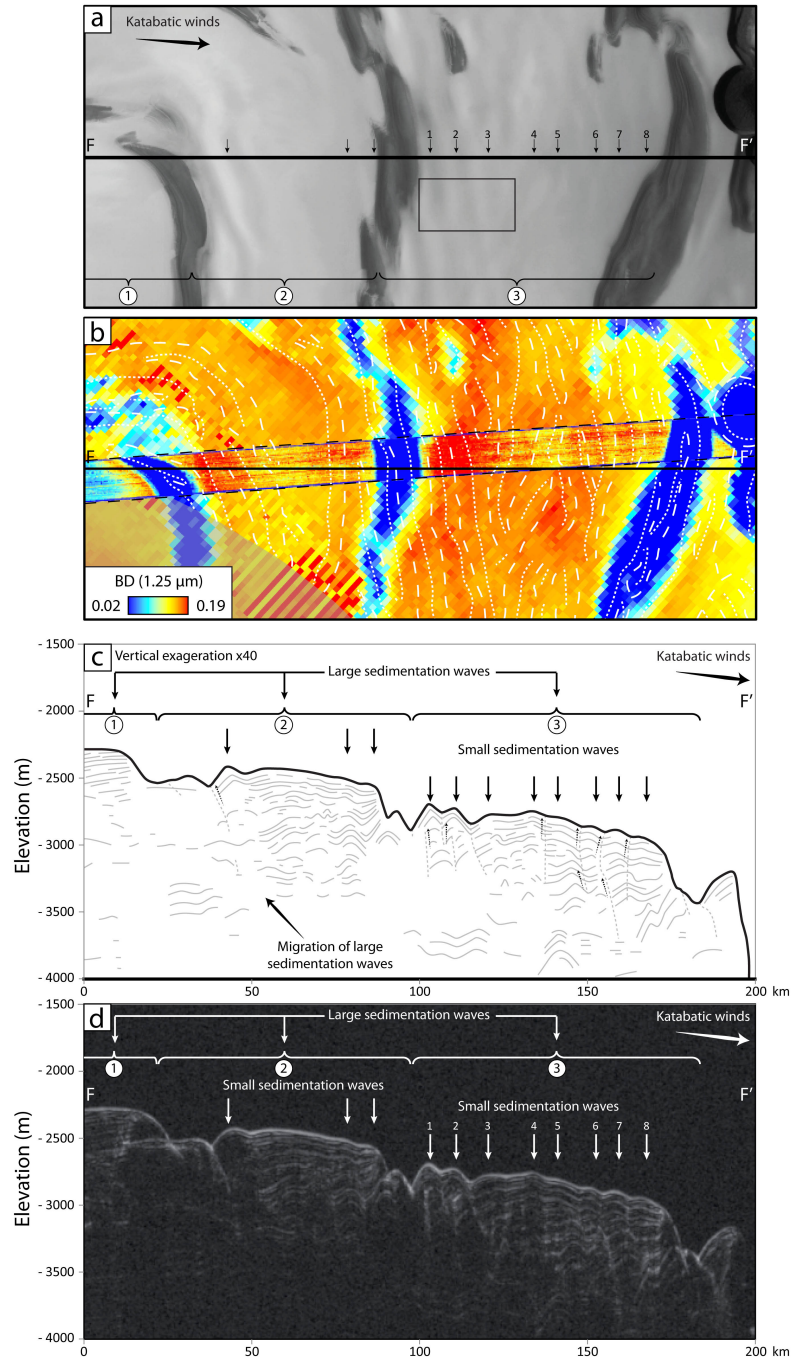


FIGURE 3.29 – (a) Portion d’image HRSC (H5962\_0000 acquise à  $L_s = 116,4^\circ$ ) montrant la surface de la calotte le long du profil FF’ (le contour de l’image est délimité par le cadre rouge à traits pointillés sur la figure 3.17). Les couches poussiéreuses sont visibles sur les pentes sous le vent des grandes ondes de sédimentation tandis que de la glace d’eau récente recouvre leurs pentes face au vent et leurs sommets. (b) Carte de la bande d’absorption à  $1,25\ \mu\text{m}$  obtenue à partir du cube hyperspectral OMEGA ORB1110\_2, acquis à  $L_s = 121,8^\circ$  au cours de l’année martienne 27 (le contour du cube est délimité par le cadre bleu à traits pointillés sur la figure 3.17). Superposé au cube OMEGA, le cube CRISM multispectral msp0000261c3\_01\_if214l acquis à  $L_s = 134,8^\circ$  au cours de l’année martienne 31 (délimité par des tirets noirs). Les deux images spectrales présentent des résultats concordants. (c) Coupe interprétative le long du profil FF’ réalisée à partir d’un profil topographique (trait noir foncé) issu du MNT MOLA et des réflecteurs (traits gris clair) issus du radargramme présenté en (d). Les sens de migration (flèches ascendantes) sont déduits de la figure 14 de [Smith and Holt \[2015\]](#). (d) Portion du radargramme SHARAD 9332\_01 le long du profil FF’. Le profil radar est sub-parallèle à la direction principale du vent.

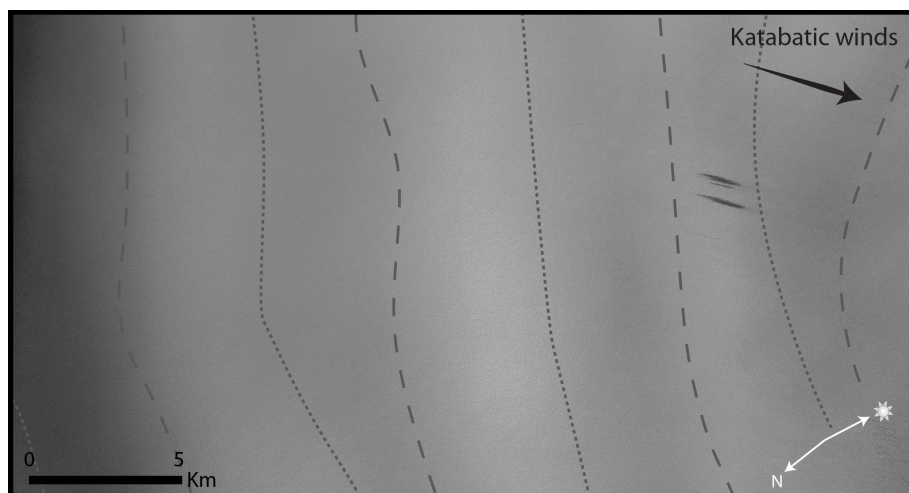


FIGURE 3.30 – Portion de l’image CTX P20\_001746\_2663\_XI\_86N113W, acquise à  $L_s = 147,9^\circ$  et représentée par le cadre noir sur la figure 3.29 (a). Cette image montre la texture de surface de petites ondes de sédimentation. Les crêtes des petites ondes de sédimentation sont symbolisées par les tirets noirs et les creux sont symbolisés par les pointillés noirs.

De petites ondes topographiques sont également observables dans une région située à environ  $90^\circ$  Est (Fig. 3.17 et 3.18). Elles se forment sur la pente amont des grandes ondes de sédimentation (pente positive - Fig. 3.35 (c) (indiquée par une flèche) et (d)) et ont des dimensions inférieures à celles présentées précédemment. Elles ont une longueur d’onde de l’ordre de 5 km et une amplitude inférieure à 10 m. De plus, leur crête est linéaire et elles se forment parallèlement aux grandes ondes de sédimentation (Fig. 3.17 et 3.19 (1)). Les observations radar attestent que ce sont des ondes de sédimentation qui migrent dans le sens du vent (Fig. 3.35 (c) (indiquée par une flèche) et (d)).

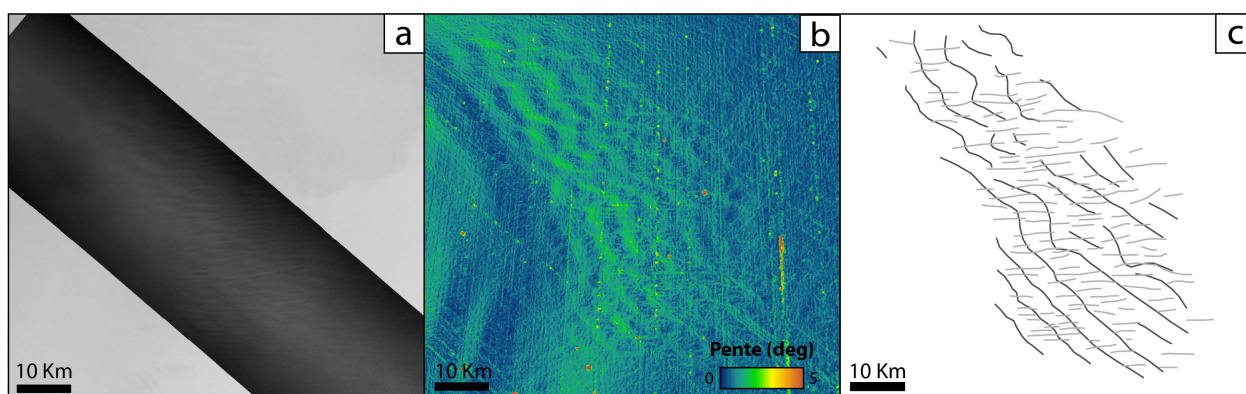


FIGURE 3.31 – (a) Portion de l’image CTX G19\_025516\_2627\_XN\_82N332W, acquise à  $L_s = 52,9^\circ$  superposée à une mosaïque HRSC et représentée par le cadre noir sur la figure 3.18. Cette image montre la texture de surface de petites vagues topographiques et de structures longitudinales associées. (b) Carte des pentes obtenue à partir du MNT MOLA permettant de mettre en valeur la topographie des petites vagues topographiques. (c) Représentation schématique des crêtes des petites vagues (en gris clair) et des rides superposées (en gris foncé).

Enfin, des formes périodiques de plus petites tailles ont été identifiées sur le plateau reliant le dôme principal de la calotte au lobe de *Gemina Lingula* (Fig. 3.18). Ces vagues topographiques se développent dans une région dont la pente locale est très faible ( $< 0,3^\circ$ ) et où les vents sont drainés vers la grande dépression de *Chasma Boreale* (Fig. 3.17). Les crêtes sont très sinueuses et se développent à une longueur d’onde de 3 - 6 km pour une amplitude inférieure à 10 m (Fig.



3.31). Superposées à ces vagues on observe des rides longitudinales qui coupent les crêtes selon un angle d'environ  $30^\circ$ .

Cette forme plus complexe peut résulter de l'influence de vents provenant de différentes directions.

L'étude des petites ondes de sédimentation témoigne de la diversité et de la complexité des processus qui pilotent leur formation et leur dynamique. L'inversion de la dynamique de migration spatialement et temporellement peut traduire une évolution des caractéristiques de l'écoulement, de la morphologie des ondes et du taux d'accumulation de glace.

## 3.3 Discussion

### 3.3.1 Analogie entre les ondes de sédimentation martiennes et les mégadunes antarctiques

Les ondes de sédimentation de la calotte polaire Nord de Mars, que ce soit les petites ou les grandes longueurs d'ondes, présentent une forte analogie avec les mégadunes de neige en Antarctique.

#### 3.3.1.1 Organisation

Les crêtes des ondes de sédimentation martiennes et des mégadunes antarctiques sont parallèlement entre elles et se développent de manière oblique à transverse par rapport à la direction principale des vents catabatiques (Fig. 3.17, Fig. 3.32 et Fig. 2.34 - Section 2.2.4.4). Les vents étant déviés par l'effet de Coriolis, l'angle d'impact entre le vent et les crêtes est orienté à droite de la direction des vents dans l'hémisphère Nord (calotte polaire Nord de Mars) et à gauche dans l'hémisphère Sud (Antarctique). Néanmoins cet effet est généralement peu visible en Antarctique puisque l'effet de Coriolis sur la direction des vents y est souvent masqué par celui de la topographie (Fig. 2.5 - Section 2.1.2.1).

#### 3.3.1.2 Morphologie

La pente sous le vent des ondes de sédimentation martiennes et des mégadunes antarctiques est généralement plus raide et plus longue que leur pente face au vent (Fig. 3.21, 3.35 et 3.33).

De plus, en ce qui concerne les petites ondes de sédimentation martiennes et les mégadunes, on observe des morphologies de crête similaires. Celles-ci sont soit linéaires (Fig. 3.19 (1) et 3.34 (1)), soit sinueuses avec des jointures en "Y" ouvertes dans le sens du vent ((Fig. 3.19 (2) et 3.34 (2)) ou soit très sinueuses avec des jointures en "Y" (Fig. 3.19 (3) et 3.34 (3)).



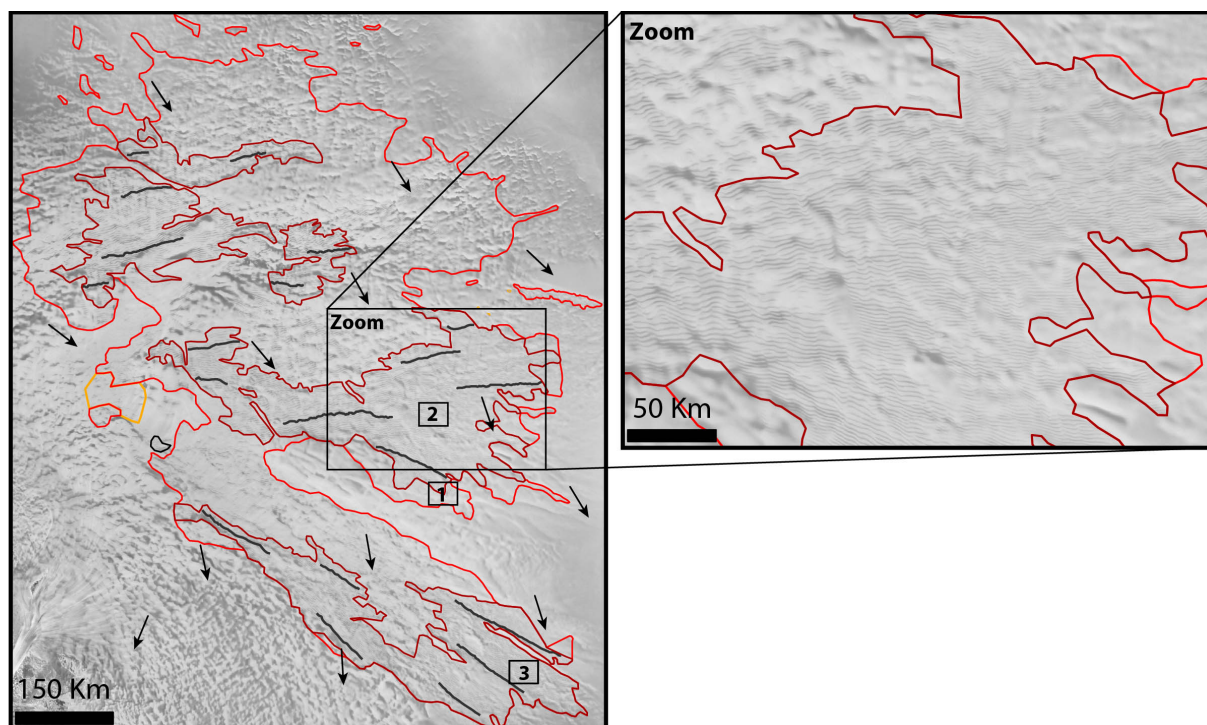


FIGURE 3.32 – Champ de mégadunes à la surface de l’Antarctique (Image RADARSAT). La zone est identifiée par le cadre noir sur la figure 2.2 (Section 2.1.1.2). Les traits rouges foncés, rouges et oranges délimitent respectivement les zones à forte densité, moyenne densité et celles où la présence des mégadunes est probable. Les traits noirs correspondent aux directions caractéristiques des crêtes des mégadunes dans ces zones. La direction du vent (flèches noires) est obtenue à partir des cartes de [Parish and Bromwich \[1991\]](#) et [Das et al. \[2013\]](#) (Fig. 2.5 - Section 2.1.2.1).

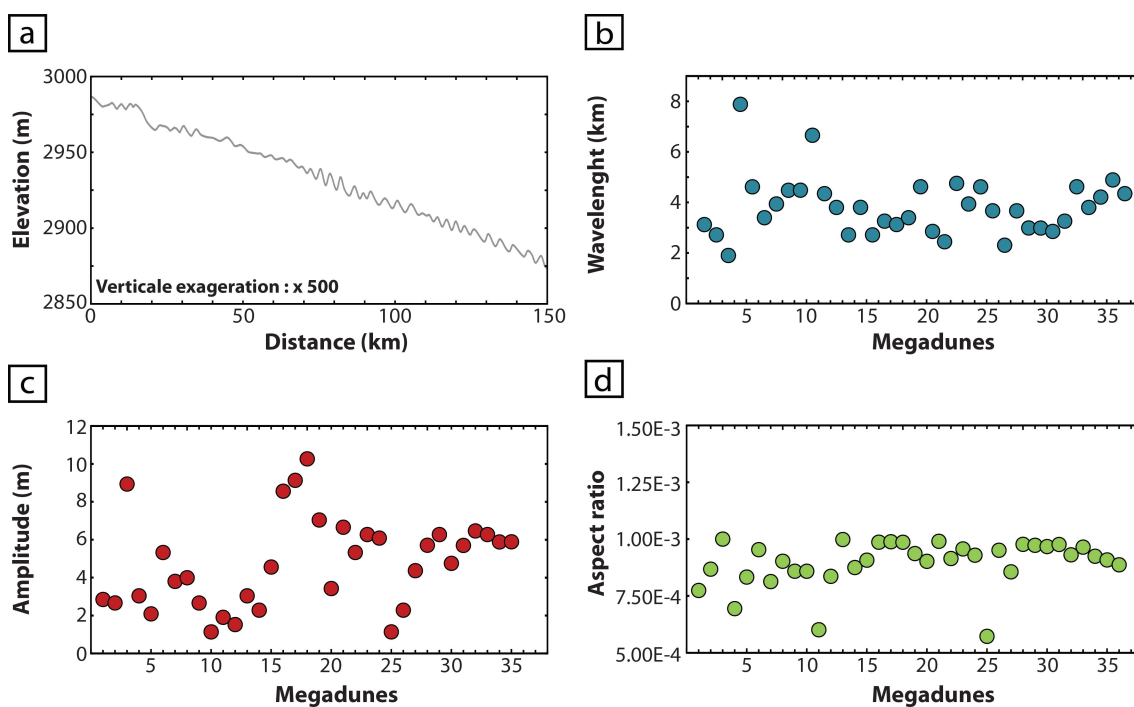


FIGURE 3.33 – (a) Profil topographique sub-parallèle à la direction des vents et sub-perpendiculaire à la crêtes des mégadunes antarctiques (transect ICESat 1296 [[Dadic et al., 2013](#)]). (b) Longueur d’onde en kilomètres des mégadunes le long du profil (a). (c) Amplitude des mégadunes le long du profil (a). (d) Rapport d’aspect des mégadunes le long du profil (a).

#### 3.3.1.3 Caractéristiques de surface

Les ondes de sédimentation martiennes observées à la surface de *Gemina Lingula* et les mégadunes antarctiques présentent des variations périodiques des propriétés de la glace en surface :

- Les grandes ondes de sédimentation sont recouvertes de glace fraîche et propre sur leurs faces amont et sur leurs sommets tandis que des couches de glace anciennes et poussiéreuses sont exhumées sur leurs faces sous le vent (Fig. 3.35). Sur les faces amonts on observe parfois des petites ondes de sédimentation ou des rides longitudinales (Fig. 3.17 et 3.35).
- Les petites ondes de sédimentation martiennes sont recouvertes de glace avec généralement la présence de structures longitudinales sur les faces amonts, les crêtes et les creux (Fig. 3.23). Ces structures peuvent être comparées aux sastrugi "sévéres" présents principalement sur les pentes amonts, les crêtes et les creux des mégadunes antarctiques (Fig. 2.16 (b)). Sur les pentes sous le vent on observe généralement une surface peu rugueuse. En Antarctique cette surface aval correspond à de la glace vitrifiée (Fig. 2.16 (b) et 2.11 (b)).

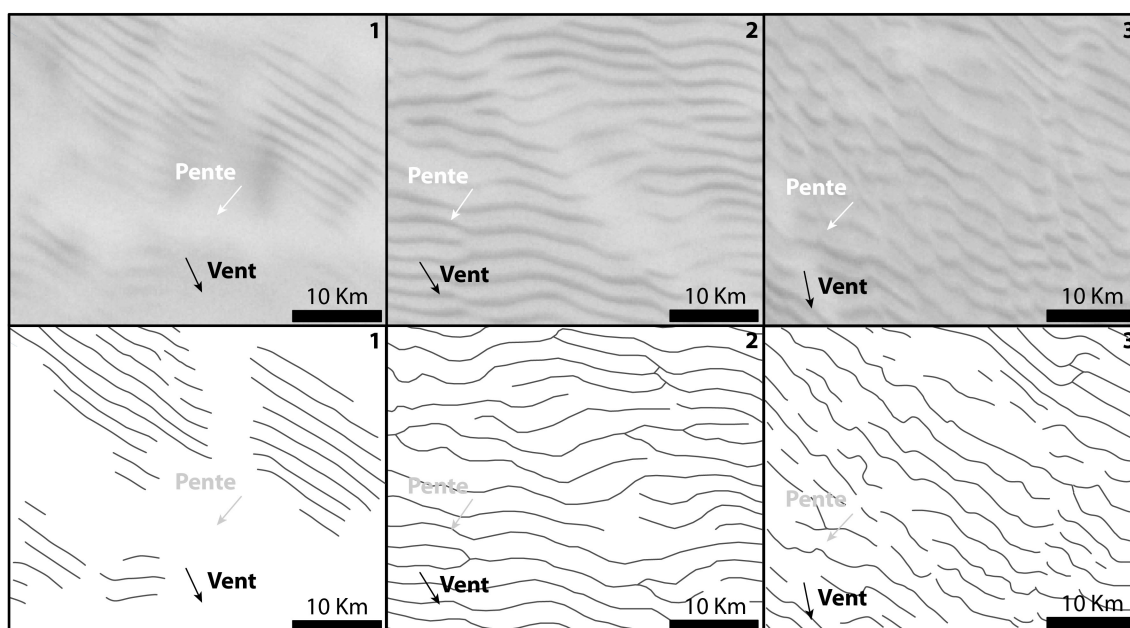


FIGURE 3.34 – Observation de la surface de l'Antarctique grâce à des portions de l'image RADARSAT (haut) et représentation schématique des crêtes des mégadunes (bas) pour trois zones de mégadunes. La position des images 1, 2 et 3 est représentée par des cadres noirs sur la figure 3.32. Les flèches noires indiquent la direction des vents dominants et les flèches grises la direction de la pente topographique régionale.

#### 3.3.1.4 Signature spectrale

Les variations spectroscopiques à la surface des petites ondes de sédimentation martiennes de *Gemina Lingula* sont en accord avec la présence de grains fins de glace fraîche indiquant une accumulation préférentielle sur la face amont et de grains grossiers métamorphisés indiquant une accumulation réduite sur la face aval.

Nous ne sommes pas capables de détecter de telles variations sur les grandes ondes de sédimentation puisque l'exhumation des couches de poussière sur la face aval affecte leur signature spectrale (Fig. 3.35, 3.6 - Section 4.1.3.1).

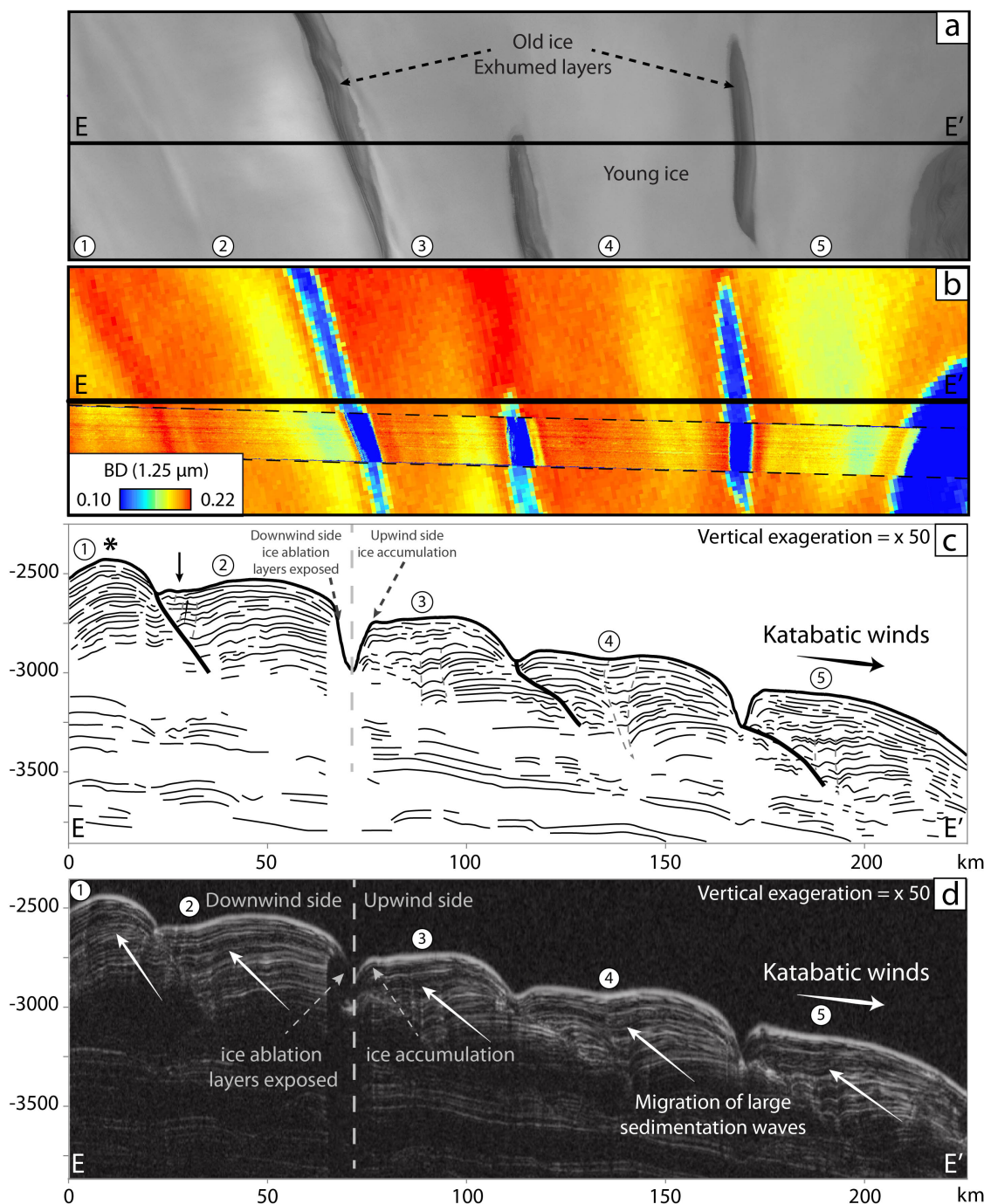


FIGURE 3.35 – (a) Portion d'image HRSC (H5888\_0000,  $L_s = 106,8^\circ$ ) montrant la surface de la calotte le long du profil EE' (le contour du cube est délimité par le cadre rouge à trait fin sur la figure 3.17). Les couches poussiéreuses sont visibles sur les pentes sous le vent des grandes ondes de sédimentation tandis que de la glace d'eau "propre" recouvre les pentes face au vent et les sommets des grandes ondes de sédimentation. (b) et (c) Carte de la bande d'absorption à  $1,25 \mu\text{m}$  de la glace d'eau obtenue à partir du cube hyperspectral OMEGA ORB1090\_2, acquis à  $L_s = 119,2^\circ$  au cours de l'année martienne 27 (le contour du cube est délimité par le cadre bleu à trait fin sur la figure 3.17), acquis à  $L_s = 134^\circ$  au cours de l'année martienne 28. Le cube CRISM multispectral msp00002f9c\_07\_if214l est superposé (délimité par des tirets noirs) au cube OMEGA. Les deux images spectrales sont cohérentes entre elles. (d) Coupe interprétative le long du profil EE' réalisée à partir d'un profil topographique (trait noir foncé) issu du MNT MOLA et des réflecteurs (traits gris clair) issus du radargramme présenté en (d). L'astérisque indique la position d'une grande onde de sédimentation dont la face aval n'est pas exhumée. (e) Portion du radargramme SHARAD 6247\_02 le long du profil EE'. Le profil radar est sub-parallèle à la direction principale du vent.



Néanmoins, localement on observe des grandes ondes de sédimentation dont la pente sous le vent n'est pas sujette à une ablation nette (ces zones particulières sont indiquées par "\*" sur la figure 3.35 et cartographiées en gris sur la figure 3.42) [Smith and Holt, 2015]. Dans ce cas, les mêmes variations spectrales que pour les petites ondes de sédimentation sont observées avec le critère spectral à  $1,25\ \mu\text{m}$  : une forte absorption (rouge) de la bande à  $1,25\ \mu\text{m}$  est mesurée sur la pente sous le vent alors que l'absorption est plus faible (jaune) sur la pente face au vent (Fig. 3.35 (b) et (c)). Compte-tenu de ces observations, on peut s'attendre à ce que les vieilles couches de glace exposées par sublimation sur la face sous le vent des grandes ondes de sédimentation soit composées de gros grains métamorphisés.

Le signal spectral obtenu sur les grandes ondes de sédimentation qui présentent une exhumation des couches à l'aval est plus compliqué à interpréter (Fig. 3.35). Une plus faible profondeur de bande d'absorption à  $1,25\ \mu\text{m}$  est calculée au niveau des crêtes et en aval qu'à l'amont. Cette signature est interprétée par Langevin et al. [2005] comme une accumulation de fins grains de glace analogue à des congères mais les réflecteurs des données radar ne montrent pas d'augmentation d'épaisseur des couches (Fig. 3.35 (d)).

#### 3.3.1.5 Stratigraphie interne

Les mesures radar sur les mégadunes attestent que ce sont également des ondes de sédimentation puisque la stratigraphie interne ondule conformément avec la topographie de surface (Fig. 2.16 (b) - Section 2.1.3.5). Le taux d'accumulation est asymétrique et confirme les observations de surface [Frezzotti et al., 2002]. L'accumulation sur la pente amont est plus importante que sur la pente aval provoquant la migration des mégadunes à contre-sens du vent [Frezzotti et al., 2002].

La stratigraphie interne des grandes ondes de sédimentation martiennes, accessible grâce aux sondages radar, a mis en évidence une asymétrie pérenne du taux d'accumulation de glace. Sur la face amont on observe une accumulation nette tandis qu'une ablation nette se produit sur la face aval [Smith and Holt, 2010].

Enfin, sur la zone d'étude de *Gemina Lingula*, une asymétrie comparable ne peut pas être détectée avec certitude pour les petites ondes de sédimentation. En effet, les radargrammes SHARAD ne sont pas orientés de façon optimum par rapport aux crêtes. Néanmoins ils permettent de s'assurer que la stratigraphie interne ondule avec la topographie et que les deux côtés des ondes sont sujets à une accumulation nette (Fig 3.16). En revanche, les données radar acquis sur le champs d'onde de sédimentation situé entre  $180^\circ$  E et  $240^\circ$  E (Fig. 3.29) révèle que les ondes de sédimentation peuvent migrer à contre-sens et dans le sens du vent.

### 3.3.2 Vers un modèle commun d'interactions entre la glace et le vent sur Terre et sur Mars

#### 3.3.2.1 Dynamique des mégadunes antarctiques

Le développement des mégadunes antarctiques est attribué à la rétroaction entre l'atmosphère et la cryosphère (Fig. 3.36) [Fujii and Kusunoki, 1982; Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002; Albert et al., 2004; Courville et al., 2007; Scambos et al., 2012; Dadic et al., 2013]. Dans les modèles proposés à l'heure actuelle, l'écoulement des vents catabatiques au-dessus des mégadunes amplifie l'ablation de la glace sur la pente sous le vent. À long terme, on observe donc une accumulation nette mais faible sur cette pente. Ceci favoriserait le métamorphisme de la glace par

sublimation à cause de la plus longue exposition des grains à l'air. Les grains de glace métamorphisés grossissent et se soudent, menant à la formation de surfaces vitrifiées. À l'inverse, sur la pente face au vent, les particules fines de neige transportées par le vent s'accumulent. La décélération des vents catabatiques au-dessus de ces surfaces couvertes de sastrugi agit en faveur de l'accumulation [Frezzotti et al., 2002; Dadic et al., 2013]. Les faces d'accumulation recouvertes de sastrugi vont progressivement enfouir les surfaces vitrifiées de la mégadune amont et donc les mégadunes migrent à contre-sens du vent à une vitesse d'environ 10 à 20 m/an [Fahnestock et al., 2000]. La variation de la rugosité apparaît être le facteur déterminant pour créer une variation suffisante de l'intensité de l'écoulement turbulent entre les faces amonts et avals et ainsi agir significativement sur l'asymétrie du taux d'accumulation [Dadic et al., 2013].

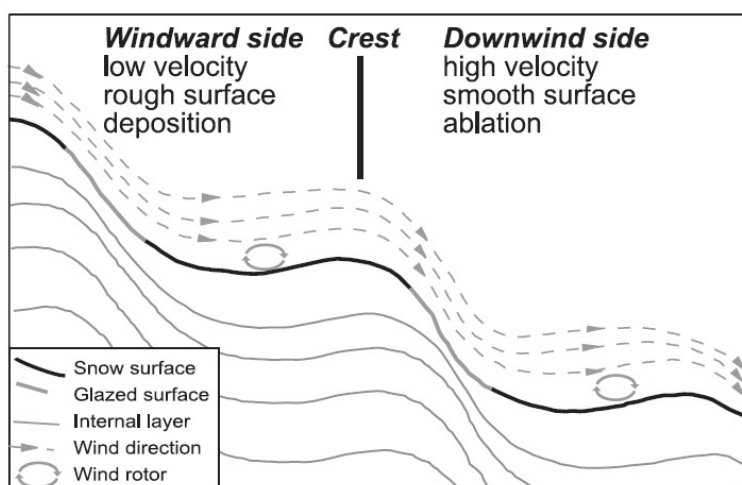


FIGURE 3.36 – Schéma d'un modèle de dynamique des mégadunes en Antarctique [Frezzotti et al., 2002].

Nous proposons qu'une dynamique comparable à celle proposée pour les mégadunes antarctiques est impliquée dans le développement des grandes et des petites ondes de sédimentation à la surface de la calotte polaire Nord de Mars. C'est-à-dire que les ondes migrent généralement à contre-sens du vent sous l'influence d'une accumulation asymétrique de la glace entre les faces amonts et avals.

L'accumulation peut se faire de deux manières, soit par dépôt de particule éoliennes, soit par condensation à la surface. L'accumulation sur les mégadunes antarctiques semble dominée par le dépôt de particules de neige en suspension [Goodwin, 1990; Rémy and Frezzotti, 2006] tandis qu'à la surface de la calotte polaire Nord de Mars, l'accumulation est généralement attribuée à la condensation directe de la vapeur d'eau sur la calotte [Ivanov and Muhleman, 2000; Ng and Zuber, 2006] et/ou à la condensation et à la chute de particules de glace dans l'atmosphère au-dessus de la surface [Whiteway et al., 2009; Smith et al., 2013]. En effet, la densité de l'atmosphère martienne beaucoup plus faible que la densité de l'atmosphère terrestre implique que les processus de salta-tion sont moins fréquents [Parteli and Herrmann, 2007]. La contribution respective de chacun de ces processus d'accumulation dans la dynamique des ondes de sédimentation reste à évaluer autant en Antarctique que sur Mars.



### 3.3.2.2 Transport de particules de glace

En Antarctique, les évènements de transport de la neige par le vent sont fréquents [Pétré and André, 1991] alors qu'à la surface de la calotte polaire Nord de Mars, un tel évènement n'a jamais été observé [Howard, 2000]. La nature des dépôts à la surface de la calotte polaire Nord de Mars reste énigmatique. En effet, on ignore s'il neige ou bien si la glace se condense sous forme de givre à la surface. Le transport de particules de glace par le vent peut être évalué grâce au calcul de la vitesse de frottement seuil  $u_{*t}$  en fonction de la taille des grains (Eq. 2.7 - Section 2.1.2.2) [Bagnold, 1954; Schmidt, 1980; Greeley and Iversen, 1985; Shao and Lu, 2000; Kok et al., 2012; Fu et al., 2014]. Les paramètres relatifs à ce calcul sont présentés dans le tableau 3.1 et les courbes résultantes pour le transport de glace sur Terre et sur Mars sont présentées sur la figure 3.37.

$A_N$ sans cohésion	$A_N$ avec cohésion	$l$ (N.m <sup>-1</sup> )	$\rho_p$ (kg.m <sup>-3</sup> ) Glace	$\rho_f$ (kg.m <sup>-3</sup> ) Mars	$\rho_f$ (kg.m <sup>-3</sup> ) Terre
0,1 [Bagnold, 1954]	0,2 [Clifton et al., 2006]	$2,9 \times 10^{-4}$ [Fu et al., 2014]	917	$2,9 \times 10^{-4}$	1,58

TABLE 3.1 – Paramètres utilisés pour le calcul de la vitesse de friction seuil  $u_{*t}$  selon l'expression établie par Shao and Lu [2000] (Eq. 2.7).

Le frittage augmente la cohésion des particules de glace entre elles et par conséquent rend plus difficile leur mise en mouvement par le vent [Schmidt, 1980]. Sur Mars, ce processus de frittage est probable [Arthern et al., 2000]. La cohésion entre les grains peut être augmentée par la formation de ponts de glace entre les particules par sublimation (Section 2.1.1.1). Afin de prendre ce facteur en compte, nous multiplions la valeur du paramètre de Bagnold  $A_N$  par deux (Fig. 3.37, Tab. 3.1) [Clifton et al., 2006]. Cette valeur est obtenue expérimentalement par mesure de la vitesse seuil de mise en suspension de la neige fraîche dans une soufflerie [Clifton et al., 2006]. Une glace plus ancienne ou un dépôt de glace par condensation direct sur la surface possède une cohésion plus forte.

Pour les paramètres considérés ( $U_\infty = 10$  m/s et  $y = 100$  m), les vitesses de frottement calculées au-dessus d'une surface pour une taille de grain de glace minimale ( $d(min)$ ) et maximale ( $d(max)$ ) à la surface de la calotte sont bien inférieures à la courbe de la vitesse de friction seuil (Fig. 3.37). Il apparaît donc que la vitesse du vent à la surface de la calotte polaire Nord de Mars n'est pas suffisante pour mettre en mouvement les particules de glace, d'autant plus si celles-ci présentent une cohésion (Fig. 3.37). À l'inverse, les observations de mise en mouvement de particules de neige et les vitesses de frottement mesurées en Antarctique attestent que le transport de particules est un phénomène commun. Contrairement à l'Antarctique, le processus de transport de particules de glace par le vent ne semble donc pas être dominant à la surface de la calotte polaire Nord de Mars. Ceci permet de suggérer que la redistribution de la glace y est contrôlée par la sublimation et la condensation [Howard, 2000; Ivanov and Muhleman, 2000; Ng and Zuber, 2006; Smith et al., 2013].

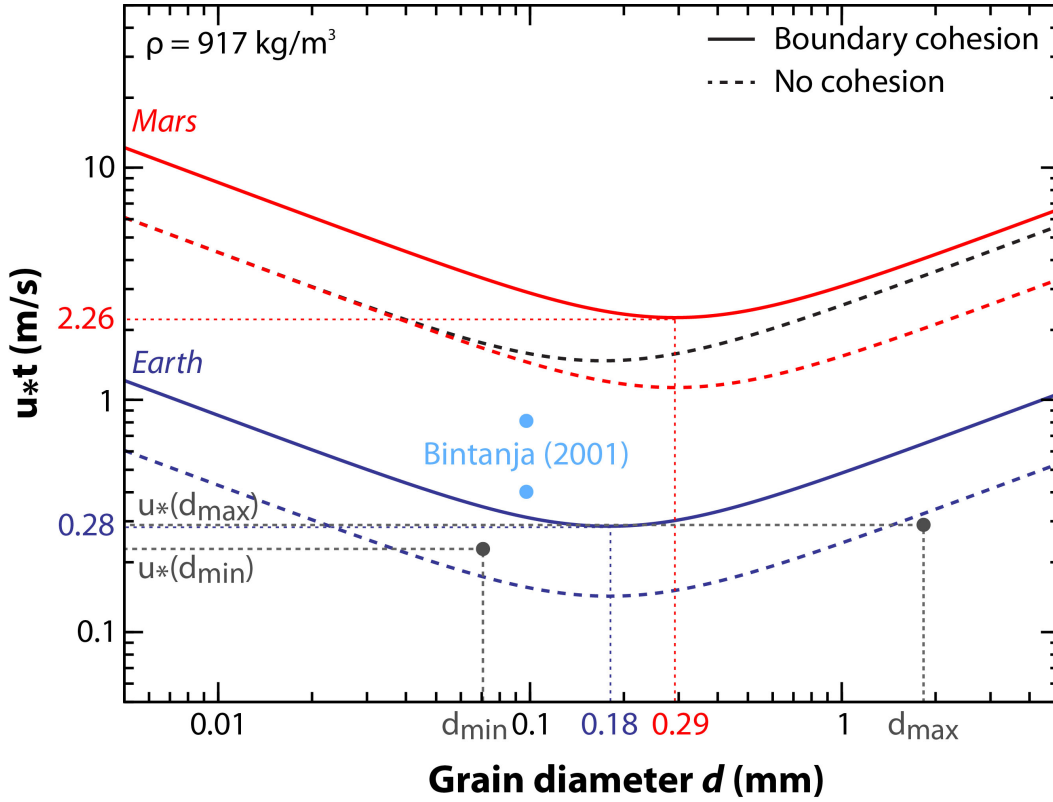


FIGURE 3.37 – Diagramme de mise en mouvement seuil des particules de glace ( $\rho_p = 917 \text{ kg.m}^{-3}$ ) sur Terre (courbes bleues) et sur Mars (courbes rouges) et de sédiment ( $\rho_p = 2650 \text{ kg.m}^{-3}$ ) sur Mars (courbe pointillée noir) calculé à partir de l'expression 2.7 (Section 2.1.2.2) et des paramètres du tableau 3.1. Les pointillés bleus et rouges indiquent la taille de grain correspondant à la vitesse de frottement seuil minimale respectivement pour la Terre et pour Mars. Les courbes de vitesse de frottement seuil sont calculées pour le cas de particules sans cohésion entre elles (courbes pointillées) et avec cohésion (courbes pleines) [Clifton et al., 2006]. Les pointillés gris indiquent les vitesses de frottement obtenues pour une taille de grains minimum  $u_*(d_{min})$  et une taille de grains maximum  $u_*(d_{max})$  à la surface de la calotte polaire martienne. Ces vitesses de frottement sont obtenues grâce à l'équation du profil de vitesse au sein d'une couche limite turbulente (Eq. 2.5 - Section 2.1.2.1). La valeur de la rugosité aérodynamique  $z_0$  est liée à la valeur de la taille de grain selon la relation  $z_0 \approx d/30$  [Greeley and Iversen, 1985]. La vitesse de référence  $U_\infty$  est choisie à 10 m/s à  $y = 100 \text{ m}$  (Fig. 3.38). Les tailles de grains minimale  $d_{min}$  et maximale  $d_{max}$  sont obtenues par des modèles d'inversion des propriétés optiques de la surface [Langevin et al., 2005; Appéré, 2012]. Les points bleus clairs correspondent à des mesures de la vitesse de friction pour une observation de mise en mouvement des particules de glace en Antarctique [Bintanja, 2001].

À la surface de Mars, les observations de migration de dunes de sable dans le champ circumpolaire [Bourke et al., 2008], les tempêtes de poussière qui affectent la calotte polaire Nord de Mars [Calvin et al., 2014] ainsi que les mesures de vent [Greeley et al., 1976; Sullivan et al., 2005] prouvent que le transport éolien de particules se produit actuellement pour des particules plus denses que la glace ( $\rho_p \approx 2650 \text{ kg.m}^{-3}$ ) [Pollack et al., 1976; Parteli and Herrmann, 2007]. Donc si les particules n'ont pas de cohésion, celles-ci peuvent être transportées par le vent. Néanmoins, si ces particules ont une cohésion la valeur de la vitesse seuil devient supérieure à celle des sédiments. Ainsi, les grains de glace peuvent être plus difficile à transporter que les particules silicatés. L'absence d'observation de transport de particules de glace par le vent suggère que celles-ci présentent une cohésion.

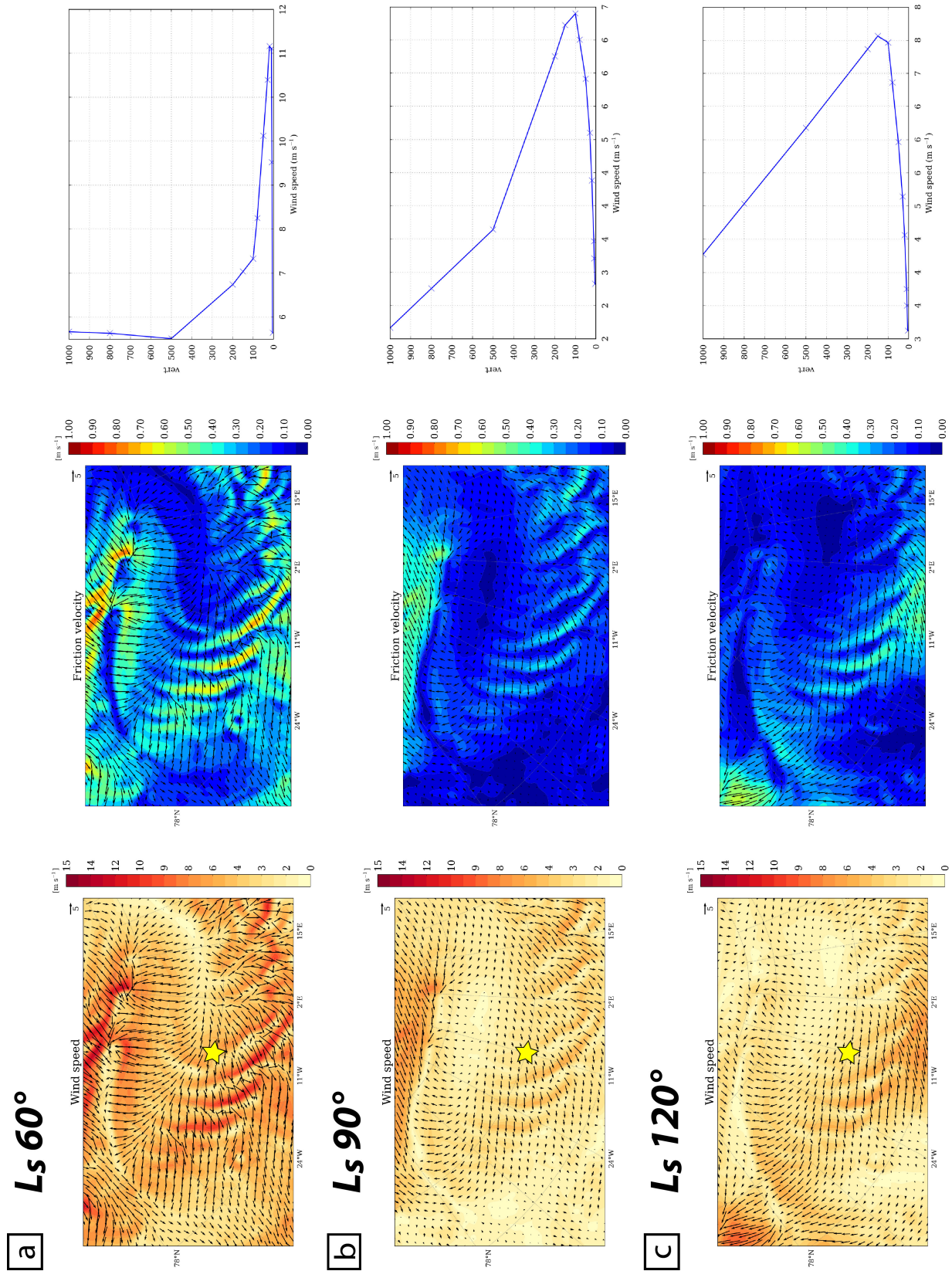


FIGURE 3.38 – Cartes de la direction et de l'intensité du vent à  $y = 100$  m (Gauche), de la vitesse de frottement  $u_*$  (Centre) sur la région de *Gemina Lingula* et profils de vent dont le point d'échantillonnage est symbolisé par une étoile pour  $L_s = 60^\circ$  (a),  $90^\circ$  (b) et  $120^\circ$  (c) (Droite). Ces résultats ont été obtenus par des simulations méso-échelles de la dynamique atmosphérique à une résolution spatiale de 6 km (fournis par Spiga A. (LMD)).

### 3.3.2.3 Modèle de dynamique des ondes de sédimentation

Un modèle de dynamique des deux longueurs d'ondes de sédimentation à la surface de la calotte polaire Nord de Mars est proposé à la figure 3.39. Celui-ci prend en compte nos observations, les analogies établies avec les mégadunes de glace en Antarctique, les processus physiques qui régissent l'accumulation et l'ablation de la glace à la surface de la calotte martienne et les hypothèses avancées pour expliquer la dynamique des grandes ondes de sédimentation [Howard, 2000; Ivanov and Muhleman, 2000; Smith and Holt, 2010; Smith et al., 2013].

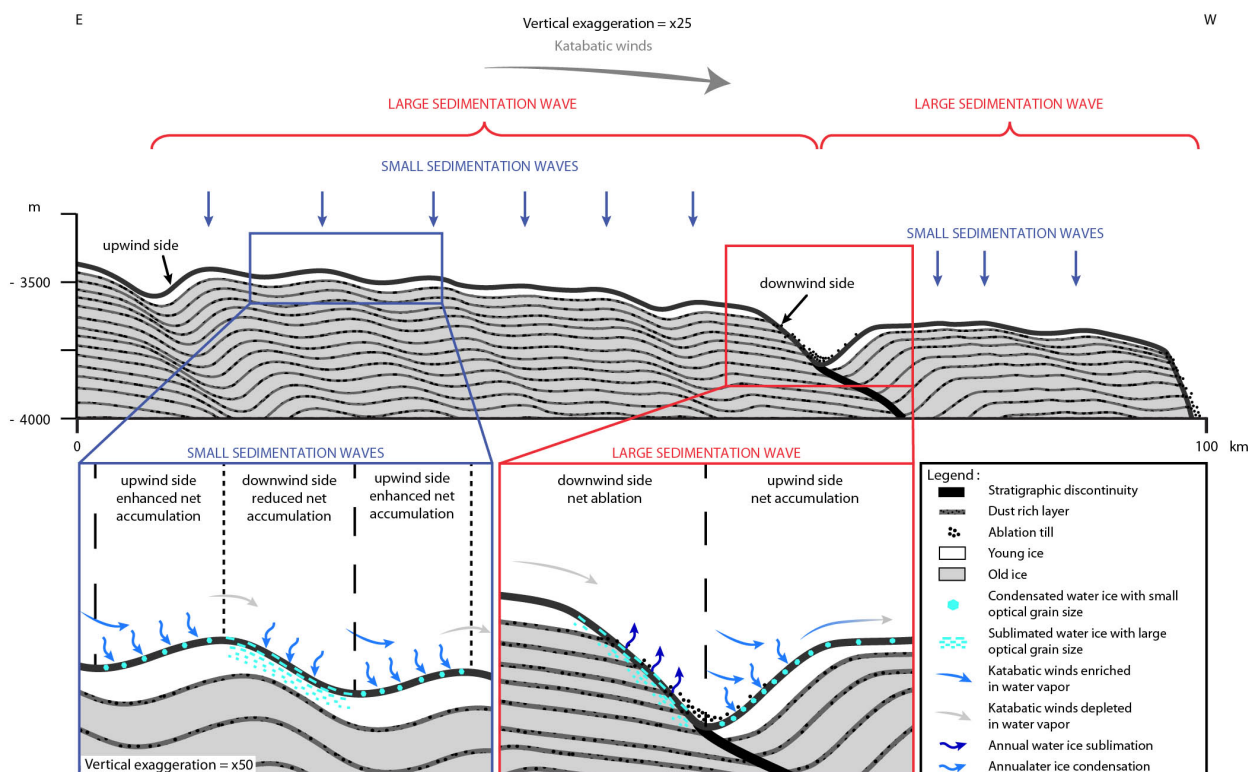


FIGURE 3.39 – Coupe schématique de *Gemina Lingula* illustrant la topographie de surface, l'architecture interne et les processus physiques que l'on suppose être impliqués dans la dynamique des deux échelles d'ondes de sédimentation à la surface de la calotte polaire Nord de Mars.

Dans ce modèle, la glace fraîche s'accumule à la surface de la calotte polaire par condensation de la vapeur d'eau transportée par les vents catabatiques et/ou par dépôt de particules de glace formées en suspension dans l'atmosphère [Whiteway et al., 2009; Smith et al., 2013]. Les vents catabatiques, peu chargés en vapeur d'eau, accélèrent au-dessus des faces aval des ondes de sédimentation, ce qui augmente la sublimation de la vapeur. Ceci provoque à long terme une ablation nette (pour les grandes ondes de sédimentation) ou une accumulation réduite (pour les petites ondes de sédimentation) sur ce côté. Le taux d'accumulation plus faible ou négatif favorise le métamorphisme de la glace et la croissance des grains sur cette face. La vapeur d'eau sublimée est ensuite transportée par les vents catabatiques vers la face amont de l'onde de sédimentation suivante où elle se recondense. Ainsi, sur la face amont le bilan net d'accumulation de glace est positif et supérieur à celui de la face aval.

Nos observations et les analogies établies permettent de conclure que les petites ondes de sédimentation à la surface de *Gemina Lingula* migrent à contre-sens du vent sous l'influence d'une accumulation asymétrique de la glace entre les faces amonts et aval. Les petites ondes de sédimentation peuvent également migrer dans le sens du vent lorsque l'accumulation de glace est supérieure sur la pente aval. Ces observations confirment l'hypothèse que ces ondes topographiques



### 3.3. DISCUSSION

---

sont contrôlées par des interactions entre l'atmosphère et la glace [Howard, 2000; Smith et al., 2013].

Les ondes de sédimentation martiennes présentent des longueurs d'ondes et des amplitudes plus grandes que les mégadunes antarctiques. Cette différence reflète probablement les caractéristiques distinctes de la gravité, des conditions atmosphériques (i.e. la pression, la température, la densité, la viscosité, la couche limite atmosphérique) et des propriétés de la glace (i.e. la forme et la taille des grains, la densité, la porosité, la présence de poussière) entre les deux planètes [Claudin and Andreotti, 2006; Andreotti et al., 2009; Bourke et al., 2010].

Les mégadunes en Antarctique et les ondes de sédimentation sur Mars constituent donc deux exemples naturels d'une dynamique similaire dans deux environnements différents.

#### 3.3.3 Différences entre les deux familles d'ondes de sédimentation martiennes

L'intensité relative des processus de distribution de la glace diffère entre les grandes et les petites ondes de sédimentation (Fig. 3.39). La stratigraphie interne et les propriétés spectroscopiques de la surface des petites ondes de sédimentation indiquent qu'une accumulation préférentielle de la glace se produit sur la face amont et une accumulation réduite se produit sur la pente aval. Les grandes ondes de sédimentation sont quant à elles sujettes à une accumulation nette de glace sur la pente face au vent et une ablation nette sur la pente sous le vent [Howard, 1978, 2000; Howard et al., 1982; Cutts et al., 1979; Ng and Zuber, 2006; Smith and Holt, 2010; Massé et al., 2010, 2012; Smith et al., 2013]. Il apparaît donc que l'analogie des ondes de sédimentation martiennes avec les mégadunes antarctiques est plus pertinente pour les petites ondes de sédimentation que pour les grandes.

Cette différence suggère également que bien que les grandes et les petites ondes soient comparables dans leur dynamique globale, des mécanismes supplémentaires augmentent drastiquement l'ablation sur la face aval des grandes ondes de sédimentation. Ces mécanismes impliquent probablement une accélération du vent catabatique sur la pente aval plus raide provoquant des sauts catabatiques [Smith et al., 2013]. Ces phénomènes peuvent en effet engendrer de fortes contraintes de friction (associées à un chauffage adiabatique) et accélérer le taux de sublimation.

Les sauts catabatiques existent également à la surface de l'Antarctique (Fig. 2.2 - Section 2.2.2.4) [Pétré and André, 1991]. On peut imaginer qu'ils sont à l'origine de la formation sur Terre de morphologies équivalentes aux grandes ondes de sédimentation martiennes. Néanmoins, jusqu'à présent aucun analogue terrestre n'a été identifié.

#### 3.3.4 Détection des zones d'accumulation et d'ablation à l'échelle de la calotte

Les observations des grandes ondes de sédimentation [Cutts et al., 1979; Howard et al., 1982; Howard, 2000; Smith and Holt, 2010; Massé et al., 2010] et des petites ondes de sédimentation [Herny et al., 2014; Smith and Holt, 2015] révèlent la complexité des processus relatifs au bilan de masse annuel de la glace à la surface de la calotte polaire Nord de Mars.

L'analyse morphologique et spectrale des ondes de sédimentation permettent d'identifier des zones préférentielles d'accumulation et d'ablation à la surface de la calotte polaire Nord de Mars. En effet, la redistribution de la glace par les vents catabatiques va engendrer des modifications de la surface topographique et des propriétés optiques de la glace. Ainsi, j'ai réalisé deux cartes : la première est une cartographie de la profondeur de bande à 1,25  $\mu\text{m}$  sur l'ensemble de la calotte



polaire Nord de Mars réalisée grâce à une mosaïque de cubes hyperspectraux OMEGA acquis durant l'été (Fig. 3.41). La seconde, est une carte morphologique des zones d'accumulation, de redistribution et d'ablation de la glace à la surface de la calotte polaire Nord de Mars (Fig. 3.42). Celle-ci est réalisée à partir de la carte de profondeur d'absorption à  $1,25\ \mu\text{m}$  (Fig. 3.41), d'une mosaïque d'images HRSC acquises durant l'été (Fig. 3.18) et d'un MNT MOLA (Fig. 3.17 (a)). J'ai numérisé à la main les zones d'accumulation, de redistribution et d'ablation de la glace par des polygones et des polylignes dans un SIG.

Les cartes sont réalisées à partir de données acquises durant l'été Boréal afin d'observer l'étendue de glace persistante après un cycle de condensation/sublimation (accumulation/ablation).

À la surface de la calotte polaire Nord de Mars, les zones sous le vent des grandes ondes de sédimentation subissent une ablation nette de la glace par les vents catabatiques (figuré bleu, Fig. 3.42). Ces faces sont très riches en poussières. De même, les escarpements marginaux exposent une quantité importante de poussières. Ainsi, nous identifions les zones très riches en poussières comme des zones d'ablation nette de la glace.

Ces surfaces sont aisément identifiables par méthode spectroscopique et les observations de surface. En effet, l'albédo de ces zones est beaucoup plus faible que celui des zones d'accumulation. La contamination en poussières des couches de glace exhumées provoque la diminution drastique de la valeur du continuum des spectres de glace d'eau et de la profondeur de bande à  $1,25\mu\text{m}$  (Section 3.1.2.2).

De même, les zones d'accumulation de la glace (figuré blanc, Fig. 3.42) sont généralement caractérisées par un albédo fort et des bandes d'absorption plus profondes (Section 3.1.2.2). La poussière s'accumule en surface par dépôt mais n'est pas présente en quantité suffisante pour masquer la signature spectrale de la glace d'eau.

Les zones de redistribution de la glace correspondent aux ondes de sédimentation qui ne présentent pas d'ablation nette sur leurs faces. On distingue les faces avals des grandes ondes de sédimentation (figuré gris, Fig. 3.42), des petites ondes de sédimentation (figuré rouge, Fig. 3.42), des petites vagues topographiques (figuré orange, Fig. 3.42).

D'après ces définitions, les zones cartographiées en noir sur la figure 3.41, correspondent à des zones d'ablation nette de la glace. En effet, leurs très fortes teneurs en poussières se traduisent par une signature nulle à faible de la glace d'eau ce qui indique que la glace ne s'accumule pas dans ces zones. Les zones qui présentent une profondeur de bande d'absorption non nulle correspondent quant à elles à des zones d'accumulation.

L'analyse spectroscopique de la glace d'eau à la surface de *Gemina Lingula* permet de détecter une variation de la taille optique des grains de glace au-dessus du champs d'ondes de sédimentation (Fig. 3.41 - Section 3.2.3). Les petites taille de grains correspondent à des zones où l'accumulation est plus importante que pour les surfaces caractérisées par une taille optique plus grande. Cette étude locale peut être effectuée car nous nous sommes assuré que la variation de l'abondance de la poussière au sein de la zone d'étude était négligeable.

À la surface des glaciers, les zones d'accumulation situées au centre sont généralement caractérisées par une taille de grain optique plus faible que les zones d'ablation situées aux bords [Scambos et al., 2007, 2012]. À l'échelle globale de la calotte polaire Nord de Mars, les zones d'accumulation préférentielle de la glace peuvent être identifiées. Néanmoins, l'interprétation de la profondeur de bande à  $1,25\ \mu\text{m}$  est complexe. En effet, la poussière présente dans l'atmosphère et transportée par les tempêtes, recouvre de manière non homogène la région polaire [Cantor et al., 2010]. La contamination de la glace avec de la poussière, même en faible quantité, affecte significativement la profondeur de bande d'absorption [Lucey and Clark, 1985]. Ainsi, l'interprétation

de la variation de la profondeur de bande d'absorption comme étant une variation de taille optique de grain, qui apparaît valide à une échelle locale (Fig. 3.41 - Section 3.2.3), est ambiguë lorsque l'on considère l'ensemble de la calotte. Il serait utile d'appliquer un masque spectral permettant de s'affranchir des pixels très contaminés par la poussière afin de détecter des variations optiques de grains de glace et identifier les zones de fort métamorphisme de la glace.

Sur les bords, l'influence de la poussière est forte et participe à diminuer la profondeur de la bande d'absorption. Le centre du dôme de la calotte (latitudes supérieures à  $85^\circ$ ) est lui moins affecté par les dépôts de poussières [Cantor et al., 2010]. Dans ce cas l'on peut supposer que la taille optique de grains est le facteur principal contrôlant la forme des spectres. On observe de plus petites tailles optiques de grains (faible profondeur de bande entre 0,05 et 0,15) au centre du dôme et de plus grandes tailles optiques de grain (fortes profondeurs de bande entre 0,20 et 0,25) autour de cette région. Le centre du dôme, qui agit comme un piège froid tout au long de l'année, est susceptible de subir une plus grande accumulation de glace et donc d'être recouvert par des grains plus fins et purs [Bass et al., 2000].

À partir de ces observations spectrales, de l'observation des formes de surface, de leur texture et de leur morphologie, j'ai réalisé une carte des zones d'accumulation/d'ablation et de redistribution de la glace à la surface de la calotte polaire Nord de Mars (Fig. 3.42).

La calotte polaire (NPLD + BU), qui s'étend sur une surface d'environ  $2,45 \times 10^6 \text{ km}^2$ , est caractérisée par une alternance de zones d'accumulation nette et d'ablation nette (Fig. 3.42). Les zones d'ablation sont identifiées sur les bords de la calotte (sommet de l'unité basale et escarpements marginaux) mais également, de façon plus inhabituelle, sur le dôme principal. Les zones d'ablation, correspondant aux pentes sous le vent des grandes ondes de sédimentation, y alternent avec les zones d'accumulation. Sur la base de la cartographie réalisée, on peut estimer que la surface totale soumise à une ablation annuelle nette est d'environ 40% de la surface totale de la calotte permanente.

À long terme, même s'il est admis que la calotte polaire ne s'écoule que très lentement ( $< 1 \text{ mm/an}$ ) [Nye, 2000; Hvidberg, 2003; Greve et al., 2003; Karlsson et al., 2011], les particules de glace accumulées sur les faces amonts des grandes ondes de sédimentation vont être enfouies, transportées puis exhumées au niveau des zones d'ablation en aval (Fig. 3.40) [Fisher, 1993, 2000].

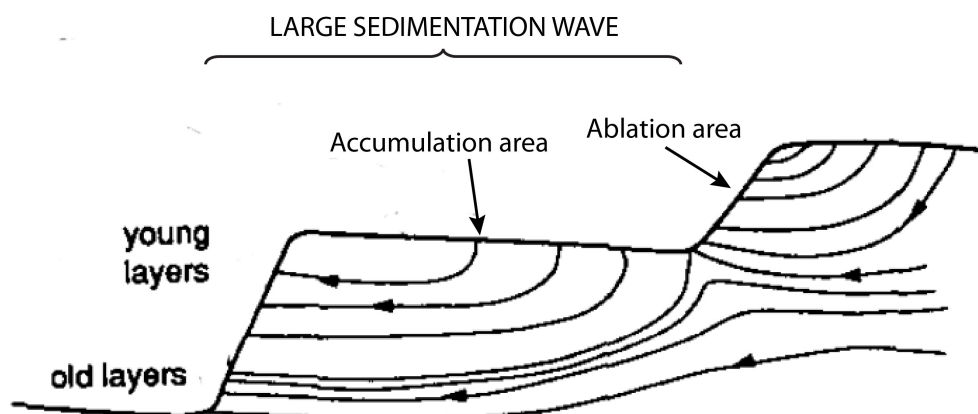


FIGURE 3.40 – Schéma de la dynamique glaciaire de la calotte polaire Nord de Mars. Les courbes noires avec des flèches correspondent aux lignes d'écoulement des grains de glaces le long des grandes ondes de sédimentation. Celles-ci s'écoulent des zones d'accumulation sur la face amont vers les zones d'ablation sur la face en aval (Modifié d'après [Fisher, 1993]).

De plus, on constate que les zones d'accumulation, et localement les zones d'ablation, sont affectées par une redistribution asymétrique de la glace favorisant l'émergence de morphologies périodiques telles que les petites ondes de sédimentation et les petites vagues topographiques (Fig. 3.42).

Enfin, la région située à une longitude de  $180^\circ$  Est, entre le pôle et Chasma Boreale, est caractérisée par une très faible profondeur de bande d'absorption à  $1,25\ \mu\text{m}$  et également par l'absence d'onde de sédimentation. Une étude complémentaire incluant l'intensité et la direction du vent, la texture de surface et la stratigraphie interne pourrait permettre d'expliquer les caractéristiques morphologiques et spectrales de cette zone.

Cette étude des propriétés optiques de la glace et des formes à la surface de la calotte polaire Nord de Mars constitue une première estimation qualitative du bilan de masse annuel. Ce bilan est contrôlé essentiellement par la sublimation et la condensation de la glace ainsi que sa redistribution hétérogène à la surface de la calotte.

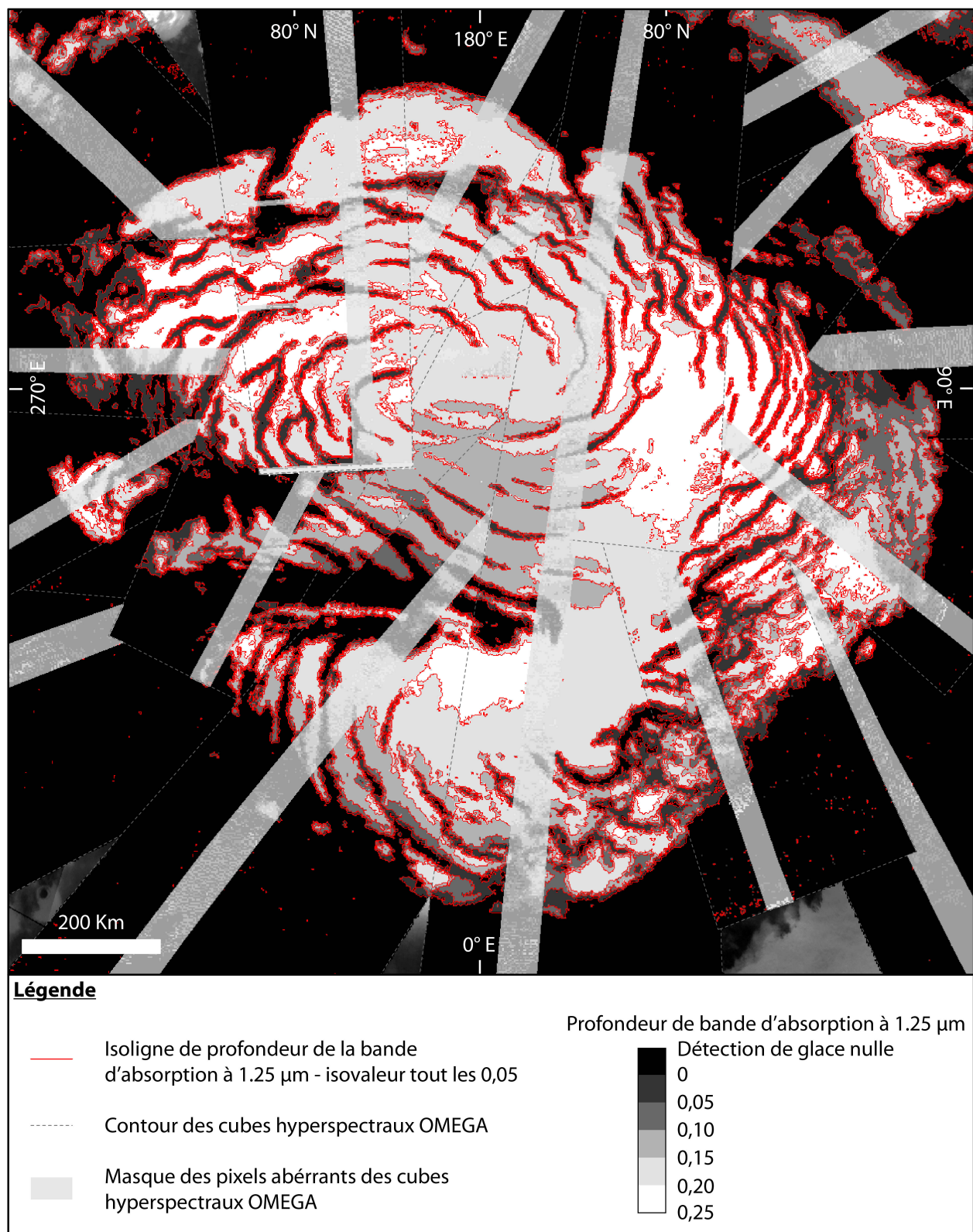


FIGURE 3.41 – Carte de la profondeur de bande d'absorption à  $1,25 \mu\text{m}$  à la surface de la calotte polaire Nord de Mars. Cette carte est réalisée à partir d'une mosaïque d'images hyperspectrales OMEGA acquises en été ( $L_s = 117,3^\circ - 130,7^\circ$ ). Cette mosaïque est superposée à une mosaïque d'images MOC.



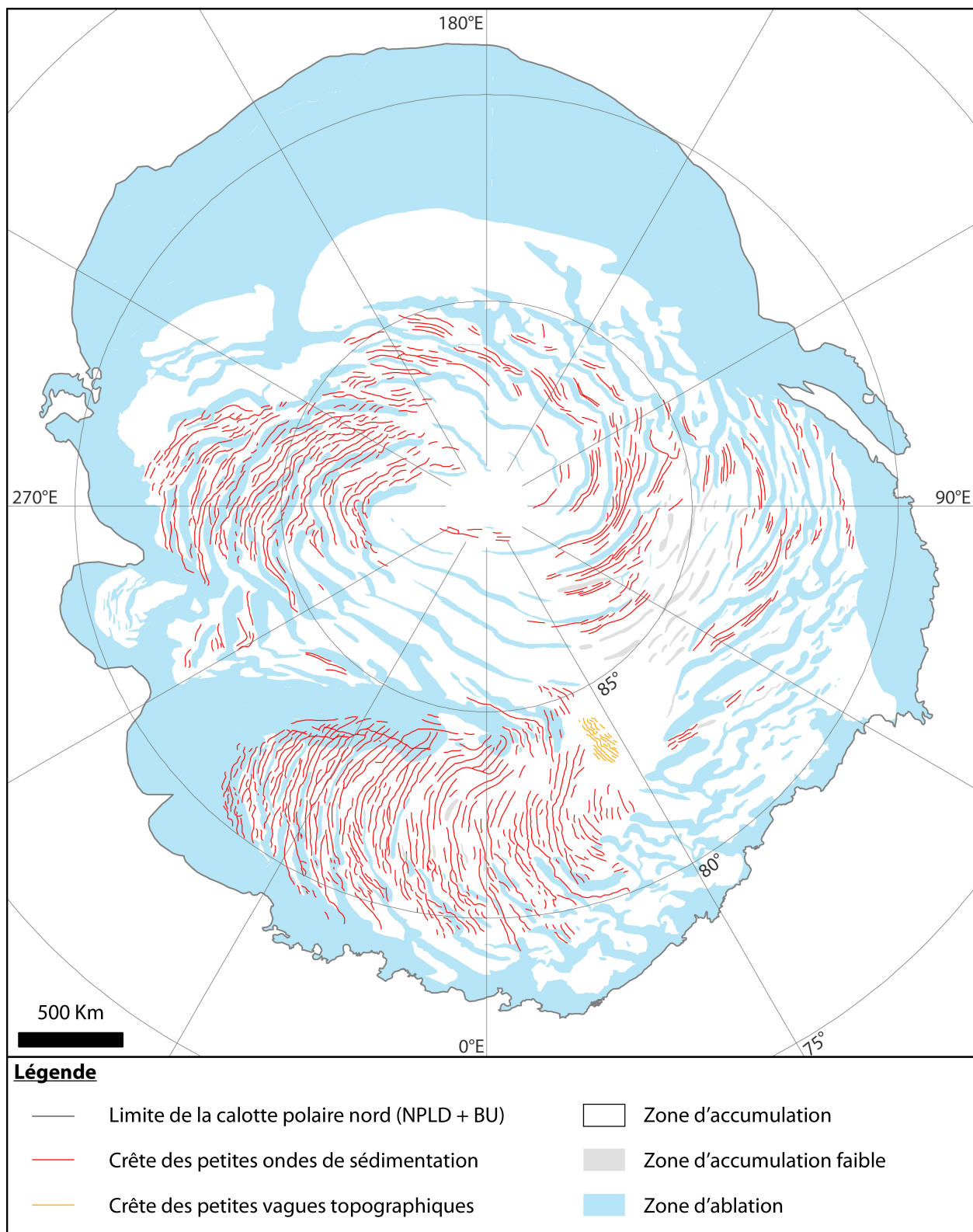


FIGURE 3.42 – Carte des zones d'ablation et d'accumulation de la glace à la surface de la calotte polaire Nord de Mars.



## 3.4 Conclusion

Les interactions entre la cryosphère et l'atmosphère à la surface de la calotte polaire Nord de Mars et de la calotte Antarctique mènent au développement d'ondes de sédimentation de glace. Celles-ci présentent de nombreuses analogies entre les deux planètes en termes de morphologie, de texture de surface, de taille de grain et de stratigraphie interne. Leurs pentes douces face au vent, leurs crêtes et les creux sont recouverts de glace à grains fins, récente et propre. De plus, on observe fréquemment la présence de structures longitudinales sur ses pentes amonts. En Antarctique ces rides sont des sastrugi tandis que sur Mars ce sont de grandes rides longitudinales. Ces caractéristiques indiquent que la pente face au vent est soumise à une accumulation nette. Sur l'autre face des ondes de sédimentation, la pente raide sous le vent expose soit des couches de glace anciennes et riches en poussière ou soit une texture lisse composée de gros grains de glace indiquant respectivement une ablation nette et une faible accumulation. Les faibles taux d'accumulation et l'ablation prolongent l'exposition à l'atmosphère des couches de glace, ce qui favorise le métamorphisme et la croissance des grains.

Ces caractéristiques de surface associées à l'observation de l'architecture interne des couches de glace obtenue par les radars sondeurs sont en accord avec une croissance et une migration en général à contre-sens du vent des ondes de sédimentation, en réponse au développement d'une périodicité des taux d'accumulation et d'ablation sous l'influence des vents catabatiques.

L'accumulation et l'ablation à la surface des mégadunes antarctiques semblent être dominées par le transport et le dépôt de particules de neige tandis qu'à la surface de Mars, ces processus apparaissent être contrôlés par la sublimation et la condensation de la glace à la surface.

En Antarctique, jusqu'à présent, une seule longueur d'onde de sédimentation a été décrite. À l'inverse à la surface de la calotte polaire Nord de Mars, on observe la superposition de deux longueurs d'ondes différentes. L'analyse conjointe de données radar, de topographie, d'imagerie et de spectroscopie a permis d'identifier la présence d'une petite longueur d'onde de sédimentation. Celles-ci sont caractérisées par une faible accumulation nette sur la pente sous le vent et constituent un analogue pertinent des mégadunes terrestres. À l'inverse, les grandes ondes de sédimentation sont généralement caractérisées par une ablation nette de leur pente sous le vent. Un équivalent terrestre de ces structures n'a pas encore été décrit.

De plus, ponctuellement on observe des variations du sens de migration des petites ondes de sédimentation à la surface de la calotte polaire Nord de Mars. De telles inversions n'ont pas été observées jusqu'à présent pour les mégadunes antarctiques.

L'analyse des zones d'ablation et d'accumulation de la glace à l'échelle de la calotte polaire Nord de Mars atteste de la complexité et de la variabilité spatiale et temporelle des processus mis en jeu dans le bilan de masse global de cette calotte. De nombreuses questions persistent : (1) quelle est la relation entre les petites et les grandes ondes de sédimentation à la surface de la calotte polaire martienne ? (2) Quels processus permettent l'initiation de ces morphologies à la surface des calottes ? (3) L'action couplée des vents catabatiques et des changements de phase de la glace permet-elle de piloter la dynamique des ondes de sédimentation martiennes ? (4) Quels sont les paramètres qui contrôlent le sens de migration de ces morphologies ? (5) Est-ce que l'asymétrie des taux d'accumulation et d'ablation le long des ondes de sédimentation est due à une asymétrie saisonnière du taux d'accumulation ou bien du taux d'ablation ou bien résulte d'une asymétrie du bilan annuel d'accumulation ? (6) À la surface de Mars, quelle peut être l'influence de la couverture saisonnière de glace de  $CO_2$  sur la dynamique des ondes de sédimentation ?

La compréhension des interactions entre la glace et le vent est d'une importance fondamentale pour l'interprétation climatique des enregistrements stratigraphiques des carottes de glace et des données de radar et également pour l'évaluation des bilans de masse et d'énergie à la surface des glaciers sur Terre et sur Mars. L'observation d'une morphologie et d'une dynamique semblable sur deux planètes différentes permet de poser des contraintes pour le développement d'un modèle commun de formation et de développement d'ondes de sédimentation de glace.

## Chapitre 4

# Modélisation de la diffusion et du transport de la vapeur à une interface glace-atmosphère : modèle et validation

Les observations de la surface des glaciers témoignent de l'importance de l'action couplée de la sublimation/condensation de la glace et du vent sur le développement de formes à différentes échelles (Chapitres 2 et 3). La sublimation et la condensation dépendent de divers facteurs thermodynamiques et cinétiques dont les principaux sont : la masse moléculaire de la substance qui sublime, la température, la pression, la capacité du fluide à diffuser dans l'air, l'enthalpie de sublimation, la vitesse de l'écoulement ou encore la géométrie de la surface en contact avec l'atmosphère.

Afin de prendre en compte et d'évaluer l'importance de ces phénomènes, nous adoptons une approche numérique qui nécessite de traduire le problème physique en problème mathématique. Le transport de volatils au-dessus d'une interface capable de sublimer est un cas classique de mécanique des fluides. La physique de ce problème est bien documentée et comprise pour des géométries simples. En revanche, pour des géométries plus complexes comme la surface d'un glacier par exemple, les lois analytiques ne sont plus valables. C'est pourquoi il est nécessaire de valider le modèle avec des cas simples dans un premier temps. Les équations qui gouvernent l'écoulement et le changement de phase sont implémentées dans un code numérique basé sur la Méthode des Éléments Finis (MEF). Celle-ci présente l'avantage de pouvoir résoudre des systèmes d'équation linéaires complexes dans un domaine en 2 dimensions et pour une grande variété de topographies.

Dans un premier temps nous définissons les paramètres inhérents au problème physique, puis dans une seconde section, nous établissons les équations mathématiques et la paramétrisation numérique du transfert de masse soumis à une convection forcée. Enfin, dans la dernière partie de ce chapitre les performances du modèle développée sont comparées à une série de cas tests issus de la littérature. Cette dernière étape permet de valider le code numérique développé. Les applications du modèle à des surfaces de glace en Antarctique et sur la calotte polaire de Mars sont présentées dans le Chapitre 5.

## 4.1 Équations du problème

### 4.1.1 Définition du problème physique

Les transferts qui se produisent à l'interface d'un volume de glace d'une espèce  $a$  (par exemple  $H_2O$ ), de masse volumique  $\rho_{s,a}$  ( $\text{kg.m}^{-3}$ ), et d'une atmosphère, de masse volumique  $\rho$  ( $\text{kg.m}^{-3}$ ), sont fonctions des propriétés du fluide et des conditions thermodynamiques du système glace-atmosphère.

Nous adoptons une vision simple du problème de sublimation/condensation en considérant l'atmosphère comme un mélange homogène et isotherme ( $n$  espèces) de différents gaz composé d'une espèce  $b$  dominante, appelée fluide porteur (par exemple le  $CO_2$ ) et de l'espèce  $a$ , présente en plus faible quantité, appelée traceur (par exemple la vapeur d'eau). Les deux espèces sont considérées comme des gaz parfaits et présentent des masses moléculaires différentes ( $m_b \neq m_a$ ).

Au sein du mélange, la pression totale  $p$  (Pa) correspond à la contribution de la pression partielle  $p_n$  (Pa) de chaque espèce (Loi de Dalton - Eq. 4.1). La pression partielle d'un gaz traduit une notion de concentration massique de l'espèce  $\rho_n$  ( $\text{kg.m}^{-3}$ ). Les deux grandeurs, la pression partielle et la concentration massique, sont liées par la loi des Gaz Parfaits (Eq. 4.2). Ainsi, dans le mélange, l'abondance relative du traceur correspond à une fraction  $\omega_a$  (Eq. 4.3).

Pour  $n = a, b$ ,

$$p = \sum_n p_n \quad (4.1)$$

$$\rho_n = \frac{p_n}{R_n T} \quad (4.2)$$

Avec  $R_n$  la constante du gaz parfait  $n$  telle que  $R_n = R/M_n$ .

$$\omega_n = \frac{\rho_n}{\rho} \longrightarrow \sum_n \omega_n = 1 \quad (4.3)$$

Pour les cas que nous traitons, la fraction du traceur  $\omega_a$  est négligée devant celle du fluide porteur pour la détermination des propriétés de l'atmosphère. La pression atmosphérique totale  $p$  (et par conséquent sa concentration  $\rho$ ) correspond donc à la pression partielle du fluide porteur  $p_b$  (et  $\rho = \rho_b$ ).

Le système glace-vapeur de l'espèce  $a$  est rarement à l'équilibre. Il va alors subir des changements de phase. Pour une température donnée, la phase solide est en sublimation si la pression partielle de l'espèce  $p_a$  dans l'atmosphère est inférieure à la pression de saturation de l'espèce ( $p_a < p_{a,sat}$ ). De même, la phase gazeuse est en condensation si  $p_a > p_{a,sat}$ . Les passages de la phase solide à gazeuse provoquent des variations du volume de glace en réponse au changement de la fraction  $\omega_a$  dans le mélange gazeux. Le phénomène a un effet rétroactif négatif, c'est-à-dire que la sublimation de l'espèce  $a$  augmente sa pression partielle dans l'atmosphère jusqu'à une éventuelle saturation et donc une condensation de sa phase vapeur et inversement.

La mise en mouvement du mélange fluide au-dessus de l'interface glacée va avoir un impact sur le changement de phase que l'on cherche à quantifier. Ceci passe par la mise en équation de deux aspects du problème : la diffusion verticale du traceur et son transport dans le fluide porteur.

### 4.1.2 Mise en mouvement du fluide porteur

#### 4.1.2.1 Équation de conservation de la masse

L'équation de continuité (ou équation de conservation de la masse) (Eq.4.4) traduit l'idée selon laquelle, au sein d'un volume fluide  $\mathcal{V}$  (de surface  $\mathcal{S}$ ), fixe par rapport au référentiel utilisé, le bilan de masse  $dm/dt$  entrant et sortant par sa surface  $\mathcal{S}$ , à une vitesse  $\vec{u}$ , est nul [Guyon et al., 2004].

Localement,

$$\frac{dm}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (4.4)$$

Dans le cas où l'on considère un fluide incompressible, c'est-à-dire un fluide dont la masse volumique  $\rho$  est constante au cours du mouvement, le terme temporel de l'équation de continuité s'annule et la divergence du flux est nulle (Eq. 4.5) :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (4.5)$$

#### 4.1.2.2 Équation de quantité de mouvement

L'écoulement incompressible est décrit à la fois par l'équation de continuité (Eq. 4.5) et par l'équation de quantité de mouvement de Navier-Stokes (Eq. 4.7) résultante du principe fondamental de la dynamique (PFD - Eq. 4.6) :

$$m \frac{d\vec{u}}{dt} = m\vec{a} = \sum \vec{F}_{ext} \quad (4.6)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \odot \vec{\nabla}) \vec{u} = \rho \vec{g} - \vec{\nabla} P + \mu \Delta \vec{u} \quad (4.7)$$

Avec :

- Membres de gauche de l'équation PFD : accélération.
  - 1er terme du membre de gauche : accélération d'une particule de fluide due à la variation de sa vitesse avec le temps dans un repère eulérien fixe (terme temporel).
  - 2ème terme du membre de gauche : variation de la vitesse associée à l'exploration du champ de vitesse par la particule fluide au cours de son mouvement (terme convectif).
- Membres de droite de l'équation PFD : bilan des forces.
  - 1er terme du membre de droite : forces de volume appliquées au fluide (Poids).
  - 2ème terme du membre de droite : forces de pression. Dans le cas des forces hydrostatiques (Poussée d'Archimède) cette valeur peut être non nulle malgré l'absence de mouvement.
  - 3ème terme du membre de droite : forces visqueuses dues à la déformation des particules fluides où  $\mu$  est la viscosité dynamique du fluide (Pa.s).

#### 4.1.2.3 Nature de l'écoulement

Un écoulement laminaire se caractérise par un mouvement régulier et ordonné des particules fluides. Les filets fluides au sein de l'écoulement ne se mélangent pas. Ce caractère permet une prédiction des caractéristiques de l'écoulement en un point grâce aux équations de continuité et de Navier-Stokes pour un fluide incompressible (Eq. 4.5 et 4.7).



L'écoulement turbulent se caractérise quant à lui par un mouvement désordonné des particules fluides et par le mélange des filets fluides. Ceci se traduit par l'émergence de tourbillons à différentes échelles qui favorisent les échanges.

Si cet écoulement est le plus commun dans la nature (écoulement atmosphérique, écoulement d'une rivière...) sa description physique en termes mathématiques n'est pas triviale. En effet, l'écoulement turbulent peut-être décrit comme celui d'un fluide animé d'un mouvement moyen auquel viennent s'ajouter des fluctuations de vitesse. Le caractère aléatoire du mouvement d'une particule fluide ne permet pas de prédire avec précision sa position à l'instant suivant. Il en résulte que pour un même point dans un repère eulérien il n'existe pas une valeur des variables de l'écoulement mais un ensemble de valeurs qu'il convient de traiter par une approche statistique pour décrire au mieux l'écoulement [Chassaing, 2000b].

Les équations de base décrivant les couches limites turbulentes sont les mêmes que pour un écoulement laminaire : l'équation de continuité (Eq. 4.5) et l'équation de quantité de mouvement pour un fluide incompressible (Eq. 4.7). Pour approximer le mouvement turbulent, nous utilisons la décomposition de Reynolds (*Reynolds Average Navier-Stokes* - RANS) des variables du problème. Par exemple, pour la vitesse, la décomposition consiste à exprimer la valeur de la vitesse instantanée  $u_i^*$  par la vitesse du mouvement moyen  $U_i$  et de la vitesse fluctuante  $u'_i$  (Eq. 4.8) dont la moyenne  $\overline{u'_i}$  est nulle.

$$u_i^* = U_i + u'_i \quad (4.8)$$

Cette décomposition permet de décrire l'advection totale du fluide par le mouvement global (terme moyen), qui indépendamment de son caractère fluctuant peut atteindre un régime stationnaire, et une advection par agitation turbulente (terme fluctuant) [Chassaing, 2000b]. Nous appliquons cette décomposition ainsi que l'opérateur moyenne aux équations (Eq. 4.9 et 4.10). Afin de ne pas alourdir l'écriture des équations différentielles, nous appliquons une notation indicielle selon la convention d'Einstein (somme sur les indices répétés) :

– Équation de continuité :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \text{ et } \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.9)$$

– Équation de Reynolds ( $\equiv$  à l'équation de Navier-Stokes pour l'écoulement turbulent) :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} + g - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \quad (4.10)$$

Le traitement statistique permet d'obtenir directement les grandeurs moyennes de l'écoulement puisque la vitesse résolue dans les équations 4.9 et 4.10 correspond à la vitesse moyenne de l'écoulement ( $\overline{u_i^*} = U_i$ ). L'agitation turbulente se traduit par l'apparition d'une contrainte de turbulence ; le tenseur des contraintes de Reynolds  $R_{i,j}$  ( $= -\rho \overline{u'_i u'_j}$ ) (Eq. 4.11), lié à la non-linéarité du terme d'advection.

$$\rho \overline{u'_i u'_j} = \rho \begin{bmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'^2} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'^2} \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

Ce moment d'ordre 2, symétrique, confère un caractère ouvert à l'équation de Reynolds car le nombre d'inconnues (10 :  $U_{i=1}$  (1ère composante de la vitesse),  $U_{i=2}$  (2nde composante de la vitesse),  $U_{i=3}$  (3ème composante de la vitesse),  $P$  + les 6 inconnues du tenseurs (Eq. 4.11)) devient

## 4.1. ÉQUATIONS DU PROBLÈME

plus important que le nombre d'équations (4 : équation de continuité + équations de Navier-Stokes pour les 3 composantes de la vitesse). Les méthodes de fermeture permettent d'établir des relations mathématiques entre les différentes grandeurs pour pouvoir fermer le système. Nous avons choisi d'utiliser la méthode  $k - \varepsilon$  [Chassaing, 2000b]. Malheureusement, l'implémentation des équations de la turbulence avec cette méthode dans notre modèle numérique n'a pas pu être menée à terme au cours de cette thèse par manque de temps. Le détail de la méthode  $k - \varepsilon$  employée et les premiers résultats de validation numériques sont présentés en Annexe C.

### 4.1.2.4 Influence d'une paroi solide sur l'écoulement

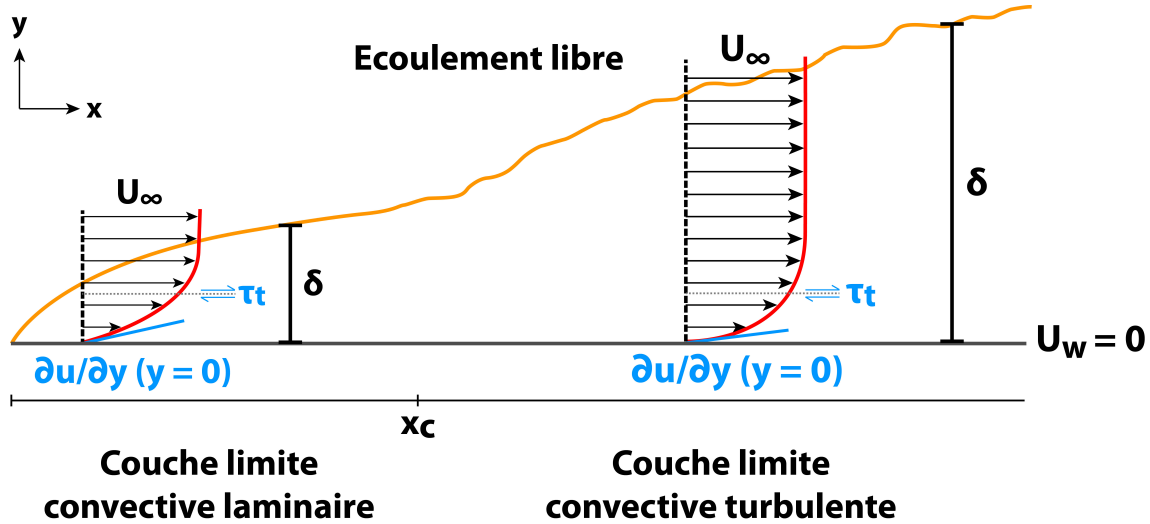


FIGURE 4.1 – Couche limite dynamique laminaire évoluant vers une couche limite dynamique turbulente au delà d'une longueur critique  $x_c$ .  $\delta$  traduit l'épaisseur de la couche limite. Inspiré de Bergman et al. [2011].

La présence d'une paroi solide dans l'écoulement d'un fluide visqueux, de viscosité  $\mu$ , engendre des interactions qui vont le déformer. Le fluide visqueux est animé d'une vitesse maximale  $U_\infty$  au loin et d'une vitesse nulle à la paroi (Fig. 4.1). Cette différence de vitesse engendre des contraintes de frottements  $\tau_t$  (Pa) (Eq. 4.12) entre les particules fluides dans la direction de l'advection [Chassaing, 2000a]. La contrainte à la paroi  $\tau_p$  ( $y=0$ ) est maximale et engendre le retard des couches de particules fluides supérieures. Le caractère turbulent d'un écoulement se traduit par une valeur de  $\tau_p$  plus importante que pour l'écoulement laminaire et un aplatissement du profil de vitesse turbulent (Fig. 4.1).

$$\tau_w = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (4.12)$$

La viscosité dynamique  $\mu$  (Pa.s) est une propriété intrinsèque du fluide qui traduit sa résistance à la déformation. La viscosité dynamique présente une dépendance en température. Elle est liée à la viscosité cinématique  $\nu$  ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ ) par la masse volumique du fluide (Eq. 4.13) [Guyon et al., 2004].

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (4.13)$$

L'influence de la paroi et des frottements qui lui sont associées diminue avec la hauteur  $y$ . Lorsque ces effets sont négligeables, on atteint le sommet de la couche limite dynamique  $\delta_d$  (m).

On considère que c'est le cas lorsque la vitesse des particules fluides atteint 99% de la valeur de la vitesse  $U_\infty$  [Chassaing, 2000a; Bergman et al., 2011].

$$Cf(x) = \frac{\tau_w(x)}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (4.14)$$

L'épaisseur de la couche limite convective croît avec la distance  $x$  (Fig. 4.1) influençant la valeur du gradient de vitesse et de la contrainte pariétale locale  $\tau_p$ . Le coefficient de frottement local adimensionné  $Cf(x)$  (Eq. 4.14) traduit le degré d'interaction du fluide avec la surface. Cette grandeur correspond au rapport de la contrainte pariétale locale sur la pression dynamique et est primordiale pour l'étude des flux à la surface [Chassaing, 2000a]. Ces valeurs sont dépendantes du régime d'écoulement de la couche limite qui est caractérisé par le nombre de Reynolds  $Re(x)$ . Ce nombre sans dimension compare l'influence des forces inertielles aux forces visqueuses (Eq. 4.15). Le passage du régime laminaire au régime turbulent se produit au bout d'une longueur critique  $x_c$  qui dépend de la géométrie de la surface et de l'écoulement (par exemple pour un lit plat  $Re_c = 5 \times 10^5$ ). Le mélange plus efficace dans la couche limite visqueuse turbulente favorise les échanges et sa croissance verticale en fonction de  $x$ .

$$Re(x) = \frac{U_\infty x}{\nu} \quad (4.15)$$

### 4.1.3 Transfert de masse

#### 4.1.3.1 Diffusion et mélange des espèces

Un transfert de masse se produit s'il existe un gradient de concentration du traceur  $a$  dans le fluide porteur  $b$ , c'est-à-dire lorsque la concentration à l'interface  $\rho_{a,w}$  ( $\text{kg.m}^{-3}$ ) est différente de la concentration au loin  $\rho_{a,\infty}$  ( $\text{kg.m}^{-3}$ ). Ce gradient a le potentiel de produire le déplacement des espèces et de les mélanger (Fig. 4.2). L'origine du gradient de concentration peut être due à une simple différence de concentration de l'espèce mais peut être également induite par un gradient de température, un gradient de pression ou un gradient de densité [Bergman et al., 2011].

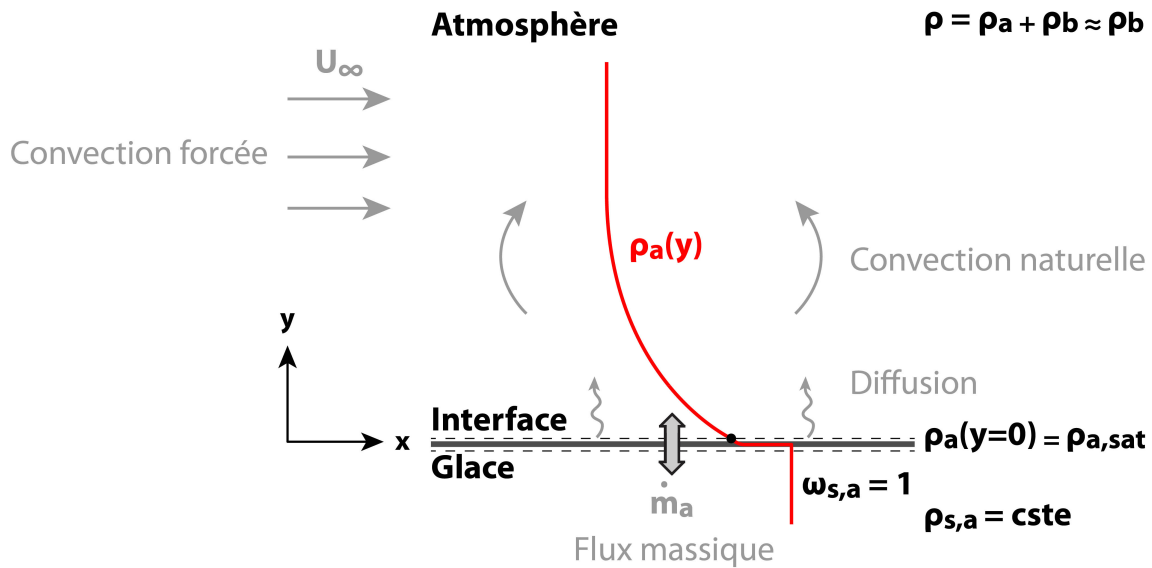


FIGURE 4.2 – Diffusion d'un fluide traceur  $a$  dans un fluide porteur  $b$ .

#### 4.1. ÉQUATIONS DU PROBLÈME

Les concentrations du traceur  $\rho_{a,w}$  et  $\rho_{a,\infty}$  constituent les conditions aux limites du problème de transfert de masse et sont extrêmement importantes pour quantifier les échanges entre la phase solide et les phases gazeuses (mélange de  $a$  et  $b$ ).

$$\rho_{a,w} = \rho_{a,sat} = \frac{p_{a,sat}}{R_a T_w} \quad (4.16)$$

À l'interface solide-gaz, la phase vapeur est en équilibre thermodynamique avec la phase solide sous-jacente. À une température de surface donnée  $T_w$ , la concentration  $\rho_{a,w}$  dans la tranche d'atmosphère située juste au-dessus de la surface correspond donc à la concentration de l'espèce à saturation  $\rho_{a,sat}$  (Eq. 4.16). On note que la concentration à l'interface dans la phase solide est beaucoup plus importante et provoque un saut de concentration à l'interface [Bergman et al., 2011] (Fig. 4.2).

Dans la phase gazeuse, la distribution de l'espèce  $a$  en fonction de l'altitude suit une loi exponentielle qui est fonction de sa teneur dans l'atmosphère  $PR$  et de l'épaisseur de l'atmosphère  $H_{atm}$ . Le terme  $PR$  correspond à la hauteur en  $\mu m$  que l'on obtiendrait si toute la quantité de  $a$  gazeux présent dans une colonne d'atmosphère précipitait (Eq. 4.17) [Farahani and Lange, 2012].

$$PR = \int_0^{H_{atm}} \rho_a(y) dy = rm \int_0^{H_{atm}} \rho_{b,w} \exp\left(\frac{-y}{H_{atm}}\right) dy \quad (4.17)$$

Avec  $rm = \rho_a(y)/\rho_b(y)$  le rapport de mélange entre les deux espèces  $a$  et  $b$  considéré comme constant dans l'atmosphère quel que soit  $y$  [Farahani, 2008; Pankine and Tamppari, 2015]. L'intégration de l'équation permet d'accéder à la concentration de l'espèce  $a$  à n'importe quelle hauteur  $y$  et peut-être utilisée comme borne supérieure  $\rho_{a,\infty}$ .

Compte tenu du gradient de concentration, la matière se déplace selon une loi de diffusion moléculaire : la loi de Fick (Eq. 4.18). Pour le transfert d'une espèce  $a$  dans un mélange binaire  $a - b$ , l'expression vectorielle est :

$$\vec{j}_a = -\rho D_{a,b} \vec{\nabla} \omega_a \rightarrow \dot{m}_{diff,a} = -\vec{j}_a \cdot \vec{n} \quad (4.18)$$

Avec  $\vec{n}$  la normale extérieure à la surface orienté du solide vers l'atmosphère.

Le flux diffusif  $\vec{j}_a$  ( $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) est fonction du gradient de concentration  $\rho \vec{\nabla} \omega_a$  et du coefficient de diffusion massique de l'espèce  $a$  dans  $b$ , noté  $D_{a,b}$  ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ ). Ce coefficient est dépendant de la pression et de la température. Pour chaque mélange une loi, généralement expérimentale, doit être établie.

Par convention, le flux  $\vec{j}_a$  est orienté dans la direction verticale  $y$ . Il est positif ou négatif selon que l'échange s'effectue de la surface vers l'atmosphère ou l'inverse. Quant au flux diffusif normé  $\dot{m}_{diff,a}$  ( $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) (Eq. 4.18), il est négatif lorsque la phase solide perd de la matière (sublimation) et positif lorsque la phase solide gagne de la matière (condensation) (Fig. 4.2).

Dans un repère fixe, le mouvement du traceur  $a$  ne dépend pas seulement de la diffusion moléculaire mais également d'une seconde contribution : l'advection globale du mélange [Ulrich, 2009; Bergman et al., 2011; Cengel, 2002]. Ce mouvement peut être lié à différents phénomènes physiques tels que :

- la convection forcée induite par la présence d'un gradient de vitesse (Section 4.1.3.2)
- la convection naturelle thermique induite par la présence d'un gradient de densité du fluide provoqué par un gradient de température (Section 4.1.4)
- la convection naturelle massique (ou advection-diffusion) induite par la présence d'un gradient de concentration du traceur dans un mélange hétérogène (Section 4.1.4)

La convection est un mode de transport de la masse qui s'applique au mouvement global du mélange fluide. Chaque aspect de la convection peut se produire indépendamment ou simultanément et favorise l'homogénéisation du mélange et les échanges massiques à la paroi. En effet, les mouvements convectifs permettent l'évacuation horizontale et/ou verticale de couches fluides de forte concentration en les remplaçant par des couches de moins forte concentration ce qui permet de maintenir un gradient de concentration et donc un flux à la paroi.

Les transferts s'appliquent au sein de la couche limite de concentration définie par la zone d'épaisseur  $\delta_c$  pour laquelle le gradient de concentration du traceur dans le fluide porteur existe, c'est-à-dire qu'à la frontière de la couche limite  $(\rho_{a,w} - \rho_a) / (\rho_{a,w} - \rho_{a,\infty}) \leq 0,99$  [Bergman et al., 2011].

L'estimation de la valeur du flux massique total  $\dot{m}_a$  de l'espèce  $a$  dans la couche limite de concentration doit donc prendre en compte à la fois le flux de la loi de Fick (Eq 4.18)  $\dot{m}_{diff,a}$  et le flux  $\dot{m}_{conv,a}$  associé au mouvement global du mélange (Eq. 4.19).

$$\dot{m}_a = \dot{m}_{conv,a} + \dot{m}_{diff,a} \quad (4.19)$$

#### 4.1.3.2 Équation de transport-diffusion

En présence d'un écoulement, le traceur subit à la fois un mouvement vertical lié au gradient de concentration et un mouvement horizontal lié au transport de l'espèce par le vent. L'occurrence simultanée de ces deux processus de transport convectif et diffusif provoque le développement d'une couche limite de concentration analogue à la couche limite dynamique [Bergman et al., 2011].

L'équation caractéristique du transport et de la diffusion (TD) d'une espèce  $a$  dans une autre espèce  $b$  (Eq. 4.20) est déduite de l'équation de la conservation de la masse (Eq. 4.4) dont la démonstration est réalisée en Annexe B.

$$\rho \left( \frac{\partial \omega_{H_2O}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \omega_{H_2O} \right) = \rho D_{H_2O,air} \Delta \omega_{H_2O} + S_{H_2O} \quad (4.20)$$

Avec :

- Membres de gauche de l'équation TD :
  - 1er terme du membre de gauche : évolution temporelle de l'espèce  $a$  (terme instationnaire).
  - 2ème terme du membre de gauche : transport de l'espèce  $a$  associé au champ de vitesse dans le domaine (terme convectif).
- Membres de droite de l'équation TD :
  - 1er terme du membre de droite : diffusion de l'espèce  $a$
  - 2ème terme du membre de droite : terme source  $S_a$  . Il traduit la présence d'une source continue ou ponctuelle de l'espèce  $a$ .

Dans le cas où la vitesse est nulle, l'équation correspond à l'équation de diffusion pure.

#### 4.1.3.3 Caractéristiques de la couche limite de concentration

En convection forcée, l'épaisseur  $\delta_c$  de la couche limite de concentration augmente avec la distance  $x$  (Fig. 4.3). Sa forme est contrôlée par le régime d'écoulement, la topographie, la viscosité du fluide porteur et la diffusivité thermique.



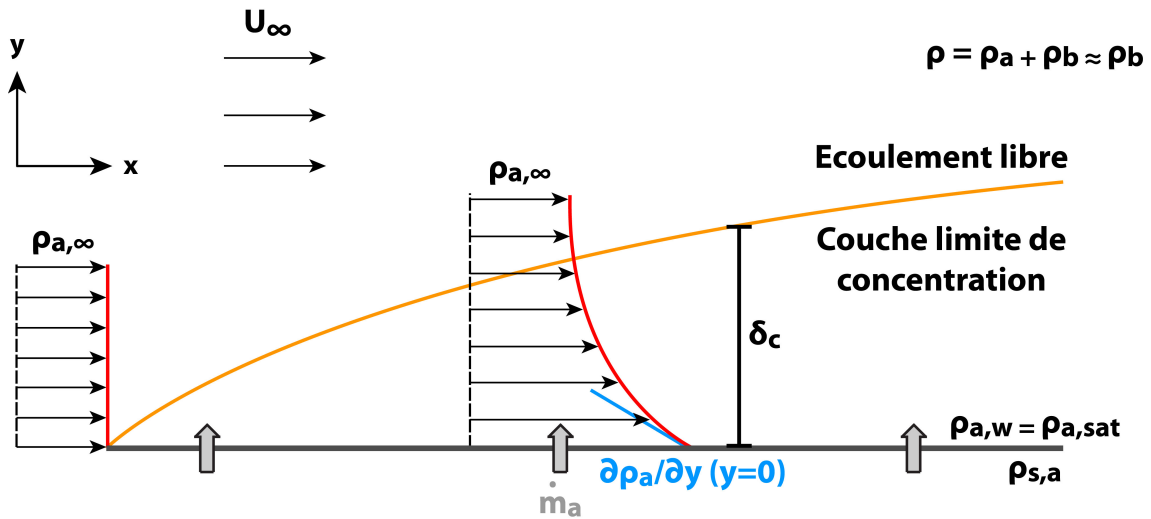


FIGURE 4.3 – Couche limite de concentration. Inspiré de Bergman et al. [2011].

Le rapport entre le moment moléculaire dans la couche limite dynamique et la diffusion massique dans la couche limite de concentration est caractérisé par le nombre de Schmidt,  $Sc$  (analogue au nombre de Prandtl en thermique) (Eq. 4.21).

$$Sc = \frac{\nu}{D_{a,b}} \quad (4.21)$$

Ce terme traduit l'évolution relative des épaisseurs de la couche limite dynamique  $\delta_d$  et de la couche limite de concentration  $\delta_c$ . Si le rapport est proche de 1, alors les deux phénomènes sont équivalents et les couches limites se superposent [Cengel, 2002].

Le transfert des espèces par convection entre la surface et l'écoulement libre est déterminé par les conditions au sein de la couche limite de concentration. Le flux massique  $\dot{m}_a$  à l'interface entre la phase solide et la phase gazeuse de l'espèce  $a$  est proportionnel au gradient de concentration entre les bornes de la couche limite (Eq. 4.23) :

$$\dot{m}_a = h_m(\rho_{a,w} - \rho_{a,\infty}) \quad (4.22)$$

$$h_m = \frac{\dot{m}_{H_2O}}{(\rho_{H_2O,w} - \rho_{H_2O}(y))} \quad (4.23)$$

Avec  $h_m$  (m/s), le coefficient de transfert de masse de l'espèce gazeuse  $a$  (Eq. 4.24). Ce flux doit également obéir à la loi de conservation de la masse. L'égalité entre ces deux relations conduit au terme diffusif en  $y = 0$  (Eq. 4.24) [Cengel, 2002].

$$h_m = \frac{-D_{a,b} \partial \rho_a / \partial y |_{y=0}}{\rho_{a,w} - \rho_{a,\infty}} \quad (4.24)$$

Le rapport entre le terme convectif et le terme diffusif est caractérisé par le nombre de Péclet  $Pe$  (Eq. 4.25).

$$Pe = \frac{UL}{D_{a,b}} \quad (4.25)$$

Avec  $U$  et  $L$  respectivement la vitesse caractéristique de l'écoulement et la longueur caractéristique. Si le nombre de  $Pe$  est supérieur à 1 alors le transport de la matière s'effectue essentiellement

par la convection.

La valeur des flux massiques sera d'autant plus importante que le fluide sera turbulent, que la vitesse  $U_\infty$  sera grande et que le gradient de concentration sera fort. La figure 4.3 met en évidence le fait que le long d'une surface plane, le flux est également fonction de la distance horizontale  $x$ .

Deux grandeurs sans dimensions permettent d'évaluer l'efficacité des processus de transfert de masse convectif par rapport : (1) à la diffusion, avec le nombre de Sherwood  $Sh$  (Eq. 4.26) et (2) à l'écoulement avec le nombre de Stanton  $St$  (Eq. 4.27).

$$Sh = \frac{h_m x}{D_{H_2O,air}} \quad (4.26)$$

$$St = \frac{Sh}{ReSc} = \frac{h_m}{U_\infty} \quad (4.27)$$

## 4.1.4 Convection naturelle

### 4.1.4.1 Principe

La convection naturelle est un mode de transport de matière associé à la force de flottabilité qui s'exerce au sein d'un fluide. Cette force est fonction de la gravité de la planète considérée et d'un gradient de densité dans le fluide [Bergman et al., 2011]. Dans le cadre de notre problème physique, la convection naturelle libre (pas de borne physique supérieure) peut être associée à deux facteurs (évoqués à la section 4.1.3.1) :

- Le fluide porteur est affecté par une différence de température entre la paroi et une altitude  $y$  ( $\Delta T = T_w$  (température à l'interface)  $- T_\infty$  (température à l'infini)) provoquant un gradient de densité proportionnel au gradient de concentration  $\Delta \rho_b$ .

La densité d'un fluide est fonction de sa température. L'expansivité thermique des fluides induit une diminution de la densité avec l'augmentation de la température. Naturellement, le fluide chaud et moins dense migre vers le haut où il se refroidit puis redescend vers la paroi sous l'influence de son poids. Ces mouvements génèrent des cellules de convection ou des panaches qui brassent le fluide. Pour créer une telle instabilité il est nécessaire que : (1)  $T_w > T_\infty$ , dans le cas contraire le fluide présente une stratification thermique stable, (2) le gradient  $\Delta \rho_b$  doit être suffisamment grand pour dépasser une valeur critique et amorcer un mouvement. En effet, une viscosité élevée et une forte diffusion thermique ont tendance à inhiber le phénomène de convection naturelle. Néanmoins, la convection se déclenche pour des matériaux très visqueux, comme par exemple au sein du manteau terrestre (l'échelle de temps de convection est extrêmement longue). Dans l'atmosphère, la convection naturelle est très fréquente et vigoureuse. Elle participe au mélange efficace des masses d'air et aérosols à différentes échelles [Stull, 1988].

- Le traceur présente un gradient de concentration  $\Delta \rho_a$  dans un mélange d'espèces de masses molaires différentes ( $m_a \neq m_b$ ) (Eq. 4.28) [Mills, 2001; Dundas and Byrne, 2010].

$$\frac{\Delta \rho_a}{\rho} = \frac{m_b \left( p \left( \frac{T_w}{T_\infty} - 1 \right) \right) + (m_b - m_a) \left( p_{a,sat} - \frac{T_w}{T_\infty} p \right)}{\frac{1}{2} \left( m_b p \left( \frac{T_w}{T_\infty} + 1 \right) - (m_b - m_a) \left( \frac{T_w}{T_\infty} p + p_{a,sat} \right) \right)} \quad (4.28)$$

Le gradient de concentration du traceur provoque à la fois un mouvement dû à la diffusion moléculaire (Eq. 4.18) mais également un mouvement global du mélange (Eq. 4.19) dû à la différence de densité des deux espèces [Ulrich, 2009; Bergman et al., 2011]. Dans le cas où

## 4.1. ÉQUATIONS DU PROBLÈME

$m_a < m_b$ , si la diffusion du traceur est orientée vers le haut, alors les molécules du fluide porteur vont subir un mouvement orienté vers la surface.

Ces deux effets peuvent coexister dans une couche limite de concentration. Lorsque les gradients s'annulent le système est stable et il n'y a plus de mouvement global.

### 4.1.4.2 Influence sur l'écoulement

La Poussée d'Archimède est la force motrice de la convection naturelle. Les gradients de concentration jouent sur le gradient de pression hydrostatique (Eq. 4.29). L'approximation de Boussinesq permet de considérer  $\rho_n$  constant (fluide incompressible) sauf pour le terme de flottabilité pour lequel on conserve la variation de cette grandeur.

$$\left( \vec{\nabla} p \equiv -\rho_n \vec{g} \right) \cdot \vec{e}_z \quad (4.29)$$

Le terme 4.29 est introduit dans l'équation de Navier-Stokes (Eq. 4.7) [Cengel, 2002] pour rendre compte de l'impact de la convection naturelle liée au gradient de température sur la convection d'un champ de vitesse (Eq. 4.30) :

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \odot \vec{\nabla}) \vec{u} \right) = \rho \beta (T - T_0) + \mu \Delta \vec{u} \quad (4.30)$$

Avec  $\beta$  le coefficient d'expansion thermique.

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (4.31)$$

Et de même pour l'équation de convection naturelle du champ de vitesse liée au gradient de concentration (Eq. 4.32) :

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \odot \vec{\nabla}) \vec{u} \right) = \frac{\Delta \rho_a}{\rho} \vec{g} + \mu \Delta \vec{u} \quad (4.32)$$

### 4.1.4.3 Convection mixte

Les phénomènes convectifs (naturels ou forcés) sont très répandus dans la nature et peuvent coexister. Le transport est alors mixte. Le flux massique convectif à la paroi est affecté par le flux associé à la convection naturelle ( $\dot{m}_{CN}$ ) et celui associé à la convection forcée ( $\dot{m}_{CF}$ ) selon la part de leurs contributions respectives dans l'écoulement (Eq. 4.33).

$$\dot{m}_{conv} = f(\dot{m}_{CN}, \dot{m}_{CF}) \quad (4.33)$$

Le paramètre de Grashof permet d'évaluer l'importance relative des forces de flottabilité sur les forces visqueuses dans le cadre de la convection thermique ( $Gr_T$ ) et massique ( $Gr_m$ ) [Cengel, 2002].

$$Gr_T = \frac{g \beta (T_w - T_\infty) L^3}{\nu^2} \text{ et } Gr_m = \frac{g (\rho_w - \rho_\infty) L^3}{\rho \nu^2} \quad (4.34)$$

Si le rapport  $Gr/Re^2$  est inférieur à 1 alors la convection forcée domine l'écoulement, s'il est supérieur à 1 alors la convection forcée est négligeable.

### 4.1.5 Évolution de l'interface

Dans le cadre de notre étude, le transfert de masse traduit un changement de phase d'une espèce solide vers sa phase gazeuse et inversement. Ceci provoque l'évolution morphologique de la surface solide au cours du temps. D'après la loi de conservation des espèces, le flux de matière sortant du solide  $\dot{M}_a$  ( $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) est égal au flux de matière entrant dans le gaz  $\dot{m}_a$  ( $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) (Eq. 4.35) [Bergman et al., 2011].

$$\dot{m}_a = \dot{M}_a \quad (4.35)$$

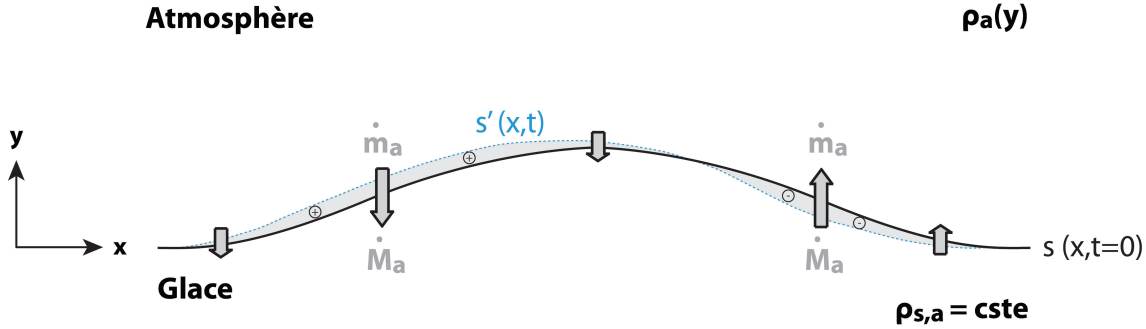


FIGURE 4.4 – Évolution de l'interface de glace d'équation  $s(x,t)$  en fonction des flux.

L'évolution de la forme de la surface, décrite par une fonction  $s(x,t)$ , est dépendante du flux de matière en chaque position  $x$  (Fig. 4.4, Eq. 4.36). Si le flux est positif, par exemple lors de la condensation de l'espèce  $a$ , le système est en accumulation : la matière s'accumule en un point  $x$  et augmente la valeur de  $s(x,t)$ . À l'inverse si le flux est négatif, par exemple lors de la sublimation de l'espèce, le système est en érosion : l'ablation de la matière en  $x$  provoque une diminution de la valeur de  $s(x,t)$ . Le transfert de masse joue ainsi un rôle dans l'évolution de la forme des interfaces lors d'un changement de phase.

$$\frac{\partial s(x,t)}{\partial t} \propto \dot{m}_a \equiv \dot{M}_a \quad (4.36)$$

L'estimation de la vitesse de transfert du gaz  $h_m$  à l'interface permet une estimation de la vitesse de sublimation  $H_m$  (m/s) de la phase solide de masse volumique  $\rho_{s,a}$  (Eq. 4.37) et permet la quantification du déplacement de l'interface.

$$(\rho_{a,w} - \rho_{a,\infty}) \times h_m = \rho_{s,a} \times H_m \quad (4.37)$$

### 4.1.6 Problème sans dimension

Les grandeurs du problème présentées précédemment peuvent être exprimées sous forme de grandeurs caractéristiques, par normalisation (Tab. 4.1) :

L'intégration de ces grandeurs adimensionnées dans les équations permet de faire apparaître les paramètres de similitudes introduits dans les sections précédentes.

Ainsi dans l'équation de la dynamique on fait apparaître l'inverse du nombre de Reynolds  $Re$  (Eq. 4.15) et l'inverse du carré du nombre de Froude  $Fr$  (Eq. 4.38).

$$\frac{\partial \vec{u}_a^*}{\partial t^*} + \left( \vec{u}_a^* \cdot \vec{\nabla}^* \right) \vec{u}_a^* = \frac{1}{Fr^2} - \vec{\nabla}^* p^* + \frac{1}{Re} \Delta^* \vec{u}_a^* \quad (4.38)$$

Grandeur (Unité)	Grandeur caractéristique (Exemples)	Forme adimensionnée
Longueur (m)	$L (\delta_d, \delta_f, \lambda)$	$x^* = \frac{x}{L}$
Vitesse (m.s <sup>-1</sup> )	$U (U_{ref}, U_{moy}, u_*)$	$u^* = \frac{u}{U}$
Temps (s)	$L/U$	$t^* = \frac{t}{(L/U)}$
Pression (Pa)	$\rho U^2$ - Terme d'énergie cinétique (Relation de Bernouilli)	$p^* = \frac{p}{(\rho U^2)}$
Concentration (kg.m <sup>-3</sup> )	$\rho_{a,w}$ et $\rho_{a,\infty}$	$\rho_a^* = \frac{\rho_a - \rho_{a,w}}{\rho_{a,\infty} - \rho_{a,w}}$
Température (K)	$T_w$ et $T_\infty$	$T^* = \frac{T - T_w}{T_\infty - T_w}$

TABLE 4.1 – Adimensionnement des grandeurs du problème.

Le nombre de Froude  $Fr$  (Eq. 4.39) caractérise le rapport entre l'énergie cinétique et l'énergie potentielle du fluide en écoulement.

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{g_p L}} \quad (4.39)$$

De même, l'inverse du nombre de Reynolds (Eq. 4.15) et l'inverse du nombre de Schmidt (4.21) apparaissent dans l'équation de transport-diffusion (Eq. 4.40).

$$\frac{\partial \omega_a}{\partial t^*} + \left( \vec{u}^* \cdot \vec{\nabla}^* \omega_a \right) = \frac{1}{ReSc} \Delta^* \omega_a \quad (4.40)$$

La normalisation des paramètres et des équations a plusieurs intérêts. Ce sont des outils pour évaluer l'importance d'un phénomène par rapport à un autre (Par exemple le nombre de  $Gr$  permet de comparer l'influence de la convection naturelle par rapport à la convection forcée). Ensuite, ils permettent la comparaison directe de l'effet de la variabilité d'un paramètre dans une expérience (par exemple l'influence de  $Re$  sur un écoulement (Section 4.3.1.3)). Enfin, ces paramètres adimensionnés sont essentiels pour l'étude numérique de grands objets comme c'est le cas pour le transfert de masse le long d'une onde de sédimentation martienne par exemple. En effet, la résolution numérique nécessite de faire des compromis entre la précision du calcul et la vitesse de résolution. Dans le cadre d'un adimensionnement judicieusement choisi il est possible de réduire la taille du domaine de calcul et/ou le temps de calcul de manière à conserver une résolution numérique correcte. Ces aspects sont développés dans la section 4.2 suivante.

## 4.2 Méthodes numériques

Les équations aux dérivées partielles établies précédemment (Eq. 4.7 et 4.20) ne peuvent être résolues analytiquement que dans des cas simplifiés et en première approximation. Il est souvent nécessaire d'utiliser les méthodes numériques pour approcher les solutions de ce système d'équations par un problème mathématique discret et de dimensions finies. La Méthode des Éléments



Finis (MEF) est particulièrement indiquée pour la résolution couplée des Équations aux Dérivées Partielles (EDP) dans des géométries complexes 2D ou 3D [Hecht, 2012, 2015].

Cette section présente l'approximation des équations par la MEF ainsi que les contraintes numériques à respecter pour s'approcher au mieux de la solution du problème pour des géométries complexes et des champs physiques co-dépendants. Un modèle numérique dans lequel les équations de la dynamique et du transport laminaire sont implémentées a été développé par S. Carpy au LPG-Nantes. Je me suis appliquée à le valider (comparaison avec des cas tests), l'optimiser (maillage, schéma numérique, études de précision et de stabilité) et le développer (adimensionnement, implémentation de la turbulence, adaptations aux environnements martien et terrestre) afin de l'appliquer à l'étude du transport de la vapeur dans une atmosphère mobile au-dessus d'une interface glacée.

## 4.2.1 Approximation du problème

L'analyse du transport d'une espèce  $a$  dans un fluide porteur  $b$  est définie par un système d'équations continues pour lesquelles il existe une solution exacte des valeurs du champ physique  $f$  (vitesse  $u, v$ , pression  $p$ , concentration  $\rho$ ) en tout point du domaine réel. Il n'est bien sûr pas réaliste de prétendre à une résolution numérique dans l'espace continu (degrés de liberté infinis). La MEF propose de déterminer la valeur de la fonction  $f$  pour un nombre  $n_n$  restreint de points nommés nœuds ( $n_n$  degrés de liberté). Pour assurer la continuité entre les éléments finis, le champ physique est approximé  $f_h$  par une fonction d'interpolation (Eq. 4.42) entre les nœuds de discrétisation. Le passage du problème continu vers le problème discret ne permet qu'une approximation de la solution mais rend le problème soluble.

La discrétisation du problème pour la MEF comporte trois étapes [Bianch et al., 2004; Cha-teauneuf, 2005] :

- discrétisation spatiale de l'espace réel et définition de l'espace numérique,
- approximation nodale et fonction d'interpolation dans des espaces éléments finis,
- discrétisation des opérateurs aux dérivées partielles et formulation faible.

### 4.2.1.1 Domaine numérique et conditions

L'étude des échanges de vapeur entre une interface glacée et une atmosphère est définie dans un domaine numérique  $\Omega_n$  borné de  $\mathbb{R}^2$  (2 dimensions) et entouré par ses frontières  $\Gamma_{nf}$  (Fig. 4.5). Le découpage géométrique du domaine par des éléments de discrétisation (ou éléments finis)  $\Omega_{ne}$  d'une hauteur  $ht$  constitue le maillage  $\mathcal{T}_{ht}$ . Le champ physique approché  $f_h$  (Eq. 4.42) est calculé pour les  $n_n$  nœuds de discrétisation  $\mathcal{P}_j$  [George and Borouchaki, 1997; Bianch et al., 2004].

Pour des valeurs du nombre de  $Sc$  proche de 1 (Eq. 4.21), les échelles géométriques sont les mêmes pour le traceur  $a$  que pour le champs de vitesse du fluide porteur  $b$ . On peut ainsi utiliser le même maillage pour résoudre le champ de concentration et le champ de vitesse.

La MEF est basée sur la définition des conditions initiales (indication sur la valeur du champ à un instant  $t = 0$ ) et des conditions aux limites (contrainte à respecter pour la construction des matrices) qui sont primordiales pour la convergence du calcul [Bianch et al., 2004]. Le développement d'une couche limite de concentration (Section 4.1.3.3) répond à deux types de conditions aux limites :

- À l'interface ( $\Gamma_1$ ), la concentration de vapeur est imposée par une condition de Dirichlet telle que  $\rho_{a,w} = \rho_{a,sat}$  pour une température donnée (Section 4.1.1). De même, la concentration du

## 4.2. MÉTHODES NUMÉRIQUES

traceur dans l'écoulement ( $\Gamma_3$  et  $\Gamma_4$ ),  $\rho_{a,\infty}$ , est imposée. La condition aux limites de Dirichlet fixe ces valeurs de concentration sur leurs bords respectifs.

- À l'inverse, le transport du traceur dans le sens de l'écoulement ne permet pas d'imposer la valeur de sa concentration  $\rho_a$  le long de la frontière de sortie ( $\Gamma_2$ ). Dans ce cas on utilise une condition de Neumann (ou bord libre) qui impose la valeur de densité de flux normal au bord  $((\frac{\partial \rho_a}{\partial n})_{\Gamma_2})$ .

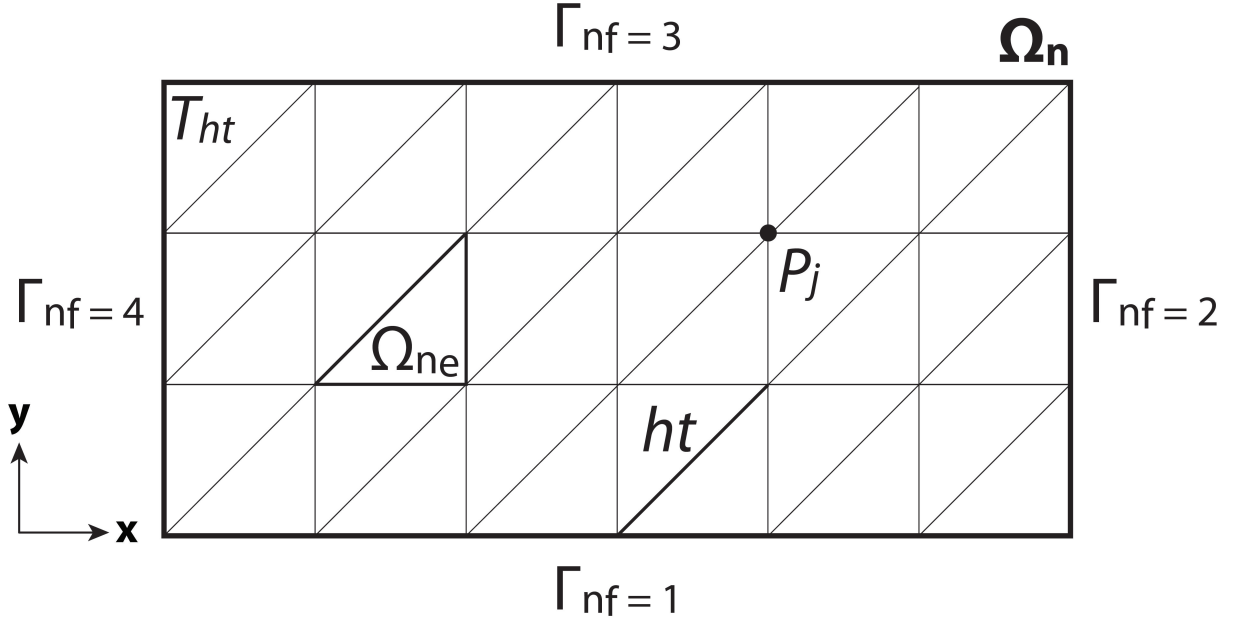


FIGURE 4.5 – Domaine numérique  $\Omega_n$  entouré de frontières  $\Gamma_{nf}$  et discrétisé par un maillage  $\mathcal{T}_{ht}$  composé d'éléments  $\Omega_{ne}$  d'une taille  $ht$  sur lesquels sont répartis des nœuds de discrétisation  $\mathcal{P}_j$ .

### 4.2.1.2 Approximation nodale

On considère pour cet exemple, la fonction  $f$  satisfaisant aux conditions aux limites, comme étant le champ de concentration  $\rho$  et son EDP associée de transport-diffusion à l'état stationnaire.

$$\mathcal{R}(\rho) \equiv \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \rho - D_{a,b} \Delta \rho = 0 \text{ sur le domaine } \Omega_n \quad (4.41)$$

Le résidu  $\mathcal{R}(\rho)$  (Eq. 4.41), est un opérateur aux dérivées partielles qui permet d'associer la fonction  $\rho$  et la fonction  $\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \rho - D_{a,b} \Delta \rho$  [Gounand, 2012]. La fonction  $\rho$  est solution exacte du problème si le résidu s'annule. En pratique, l'espace étant de dimension finie, on cherche une fonction  $\rho_h$  qui approche la fonction  $\rho$  de telle sorte qu'elle minimise l'écart avec la fonction réelle  $\rho$  [Gouri et al., 2005].

Soit  $N_j$  les fonctions d'interpolation nodale (ou fonctions de forme) associées aux  $j = n_n$  variables nodales  $\rho_j$ . L'approximation nodale par sous-domaine simplifie la construction de la fonction approchée  $\rho_h$  puisqu'elle est construite pour des variables nodales  $\rho_j$  appartenant à un même élément  $\Omega_{ne}$  et de manière à être continues au sein de l'élément et avec les éléments voisins [Gouri et al., 2005].

$$f(x, y, t) \approx f_h(x, y, t) = \sum_{j=1}^{n_n} N_j(x, y, t) f_j \quad (4.42)$$

↓

$$\rho(x, y, t) \approx \rho_h(x, y, t) = \sum_{j=1}^{n_n} N_j(x, y, t) \rho_j$$

La fonction  $\rho_h$  constitue donc une approximation de la solution exacte et de ce fait ne permet pas d'annuler le résidu  $\mathcal{R}(\rho_h)$  (Eq. 4.43) :

$$\mathcal{R}(\rho_h) \equiv u \cdot \vec{\nabla} \rho_h - D \triangle \rho_h \neq 0 \text{ sur le domaine } \Omega_n \quad (4.43)$$

Cette fonction doit satisfaire les valeurs nodales ( $N_j(x, y, t) = 1$  au nœud  $j$  et 0 pour tous les autres), assurer la convergence de la solution vers une valeur unique et préserver la continuité des solutions sur le domaine [Chateaneuf, 2005]. Les fonctions de forme  $N_j$  définissent le champ continu approché de la fonction  $f$  dans le domaine  $\Omega_n$  par des interpolations polynomiales entre les valeurs nodales (Section 4.2.3.3). Les inconnues du problème deviennent les  $n_n$  coefficients  $\rho_j$ .

## 4.2.2 Formulation variationnelle des équations aux dérivées partielles

### 4.2.2.1 Méthode des Résidus Pondérés

Les problèmes physiques précédents ont été décrits sous forme locale, dite forme forte. La MEF permet de définir les inconnues  $f_j$  en cherchant les fonctions solutions  $f_h$  qui annulent la forme intégrale  $W(f_h)$  (Eq. 4.44) dite forme faible. Le principe de base de cette méthode correspond à la Méthode des Résidus Pondérés (MRP) [Bianch et al., 2004; Gouri et al., 2005; Gounand, 2012].

En pratique, en notant  $\psi_j$  les fonctions de pondération (fonctions tests) pour tous les  $j = n_n$  degrés de liberté du problème, l'action des fonctions de pondérations sur le problème s'écrit :

$$W(f_h) = \int_{\Omega_n} \{\mathcal{R}(f_h) \psi_j\} d\Omega_n = 0 \quad (4.44)$$

Avec  $\psi_j$  définies dans l'espace vectoriel orthogonal à celui des fonctions solutions admissibles  $f_h$  qui satisfont les conditions aux limites et dérivables à l'ordre 1 ou 2 [Bianch et al., 2004; Gouri et al., 2005]. Ainsi on cherche à annuler le résidu par un produit scalaire dans l'espace éléments finis qui est un espace fonctionnel  $L^2(\Omega_n)$  (Espace de Hilbert - espace des fonctions de carré sommable sur  $\Omega_n$ ) (Eq. 4.45) [Gounand, 2012]. C'est à dire que le champ  $\rho_h$  annule la projection de  $\mathcal{R}(f_h)$  sur les fonction tests [Bianch et al., 2004].

$$\langle \mathcal{R}(f_h), \psi_j \rangle = \int_{\Omega_n} \mathcal{R}(f_h) \psi_j d\Omega_n, \forall \psi_j \in L^2(\Omega_n) \quad (4.45)$$

Cette discrétisation de l'opérateur aux dérivées partielles constitue donc la formulation faible du problème des EDP. La fonction  $f_h$  est dite solution faible du problème (solution approchée), pondérée par une fonction test  $\psi_j$ . La fonction test, arbitraire, est nulle sur les frontières pour lesquelles une condition aux limites a été fixée, satisfaite par  $f_h$ . Dans ce cas le résidu n'est pas nul partout mais doit rester suffisamment faible pour approcher la valeur exacte.

### 4.2.2.2 Méthode de Galerkin

La MRP dans la formulation de Galerkin définit des fonctions de pondération  $\psi_j$  identiques aux fonctions de forme  $N_j$  (Eq. 4.46) dans l'espace éléments finis de dimensions connues [Gounand, 2012].

$$\forall j \in [1, n_n] W(f_h) = \int_{\Omega_n} \{\mathcal{R}(f_h)\} N_j d\Omega_n = 0 \quad (4.46)$$

Soit pour l'équation de continuité (Eq. 4.47), de Navier-Stokes (Eq. 4.48) et de Transport-Diffusion (Eq. 4.49) :

$$\forall j \in [1, n_n] \int_{\Omega_n} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) N_j d\Omega_n = 0 \quad (4.47)$$

$$\begin{aligned} \forall j \in [1, n_n] \int_{\Omega_n} \rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right) N_j d\Omega_n = \\ \int_{\Omega_n} \mu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) N_j d\Omega_n - \int_{\Omega_n} \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right) N_j d\Omega_n \end{aligned} \quad (4.48)$$

$$\forall j \in [1, n_n] \int_{\Omega_n} \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \left( \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) + v \left( \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) \right) N_j d\Omega_n = \int_{\Omega_n} D_{i,k} \left( \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} \right) N_j d\Omega_n \quad (4.49)$$

L'intégration par parties sur le Laplacien pour les équations de NS (Eq. 4.50) et de TD (Eq. 4.51) permet d'abaisser le degré de dérivation sur la fonction approchée  $f_h$  recherchée et donc de simplifier les fonctions de forme et de limiter l'accumulation d'erreurs. Cette baisse est compensée par l'introduction d'une dérivée sur la fonction de pondération associée  $N_j$  [Gouri et al., 2005].

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_n} \rho \frac{\partial u}{\partial t} N_j d\Omega_n + \int_{\Omega_n} \rho \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) N_j d\Omega_n = \\ - \int_{\Omega_n} \mu \left( \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \frac{\partial N_j}{\partial y} \right) d\Omega_n - \int_{\Omega_n} \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right) N_j d\Omega_n \end{aligned} \quad (4.50)$$

$$\int_{\Omega_n} \frac{\partial \rho}{\partial t} N_j d\Omega_n + \int_{\Omega_n} \left( u \left( \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) + v \left( \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) \right) N_j d\Omega_n = - \int_{\Omega_n} D_{i,k} \left( \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial N_j}{\partial y} \right) d\Omega_n \quad (4.51)$$

Le passage de la formulation forte vers la formulation faible est présenté en détail en Annexe B.

## 4.2.3 Résolution

### 4.2.3.1 Logiciel de compilation et exécution

Le logiciel *OpenSource FreeFEM++* [Hecht, 2012] est dédié à la résolution des EDP par la méthode des éléments finis en deux ou trois dimensions. Il a son propre langage de programmation dérivé du langage C/C++. Le script peut-être écrit, compilé et exécuté sur n'importe quel environnement informatique (Windows, Linux, Mac). FreeFEM++ a des fonctionnalités et commandes directement implémentées dans le logiciel comme la génération du maillage, la méthode de résolution des matrices ou des schémas numériques.

#### 4.2.3.2 Discrétisation du domaine physique

FreeFEM++ dispose de son propre outil de maillage : *bang* (*Bidimensional Anisotropic Mesh Generator*) [Hecht, 1998]. L'utilisateur ne se soucie que de construire les frontières du domaine de résolution  $\Gamma_{nf}$  (dimensions, orientation et nombre de nœuds) et le "mailleur" discrétise l'ensemble du domaine interne en éléments finis  $\Omega_{ne}$  par la méthode couplée de Delauney-Voronoi.

Le domaine  $\Omega_n$  est découpé géométriquement selon la triangulation de Delauney. Ce découpage est effectué à partir de son dual : le diagramme de Voronoï. Les triangles sont construits de telle sorte que leurs sommets correspondent aux points définis dans le diagramme de Voronoï et par conséquent les bordures des enveloppes convexes associées à chaque point constituent les médianes [George and Borouchaki, 1997]. De ce fait, l'intersection entre deux triangles correspond soit à un sommet, soit à un bord, soit est vide. La méthode de Delauney-Voronoi vise à minimiser la hauteur  $ht$  des éléments (bord le plus long).

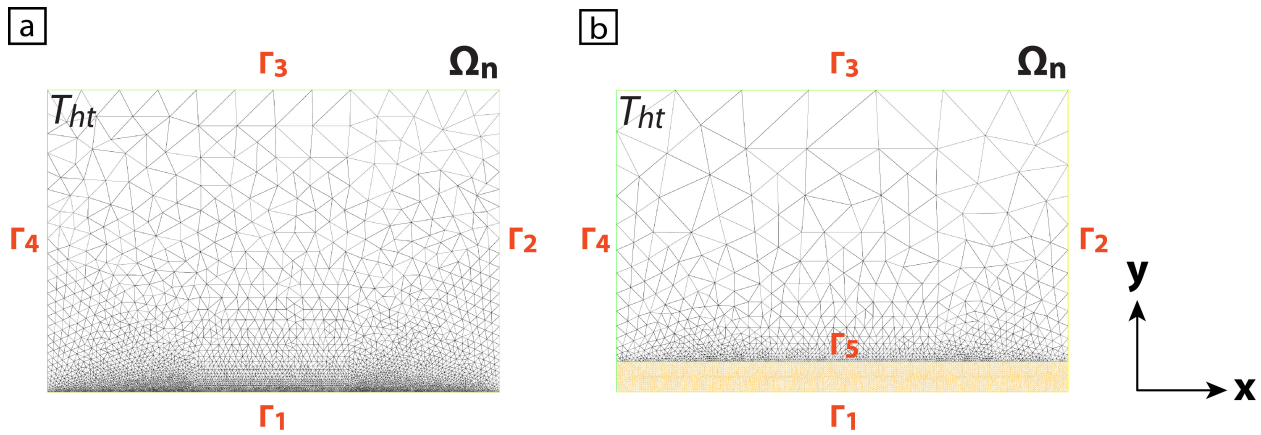


FIGURE 4.6 – (a) Maillage irrégulier (9010 éléments) -  $0,01 \leq ht \leq 0,58$ . (b) Maillage irrégulier compartimenté (10409 éléments) -  $0,01 \leq ht \leq 0,58$ . Les deux maillages ont les dimensions suivantes :  $x = 3$  m et  $y = 2$  m.

Il est possible d'imposer un maillage régulier (Fig. 4.5) ou irrégulier (Fig. 4.6) selon le type de problème à résoudre. Dans notre cas de figure, l'essentiel des mécanismes liés aux interactions entre l'interface d'un domaine solide (glace) et d'un domaine fluide (atmosphère) vont se produire dans les couches limites très proches de la surface. Afin de mieux capter ces phénomènes, il est préférable d'adopter un maillage irrégulier et plus dense à l'interface (bord  $\Gamma_1$ , fig. 4.6). À l'inverse, dans des zones moins cruciales, un maillage plus lâche peut-être conservé (bord  $\Gamma_3$ , fig. 4.6). En effet, un maillage précis (augmentation du nombre de nœuds) augmente le temps de calcul (Tab. 4.2).

Les principaux désavantages d'un maillage irrégulier par rapport à un maillage régulier sont : (1) la moins bonne connaissance des dimensions des éléments finis (important pour les grandeurs de stabilités - section 4.2.5) et (2) la variation de la taille des triangles peut engendrer des instabilités de résolution du problème (relation linéaire ou oscillations selon le degré de polynôme - section 4.2.3.3).

Un compartiment avec un maillage "quasi" régulier peut-être créé dans la zone d'intérêt (Fig. 4.6 (b)). La précision numérique n'est pas nécessairement meilleure (voire par exemple la figure 4.15 - Section 4.3.1.2) mais le compartiment permet de bien contraindre la taille des triangles  $ht$  et de contrôler la stabilité de la résolution numérique comme on le verra à la section 4.2.5.



Nombre de triangles	Nombre de nœuds	Temps de convergence relatif	Écart (%)
1046	2311	0,07	19,94%
4047	8532	0,38	4,91%
17106	33263	1,00	1,98%
37049	141894	2,65	1,98%

TABLE 4.2 – Convergence en maillage. Les paramètres sont présentés pour le cas test de l'écoulement dans un canal avec marche descendante (Section 4.3.1.3). Les simulations sont résolues pour  $Re_d = 500$  et  $dt = 0,01$  s. Le pourcentage correspond à l'écart relatif entre la valeur obtenue par le modèle et la valeur de référence fournie par Romé [2006].

#### 4.2.3.3 Fonction d'interpolation

L'approximation du champ  $f$  dans le domaine  $\Omega_n$  est construite à partir de fonctions d'interpolation  $N_j$  qui assurent la continuité du champ  $f_h$  entre les variables nodales (Eq. 4.42). Le compilateur FreeFEM++ réalise lui-même l'interpolation dans l'espace éléments finis selon des polynômes de Lagrange d'ordre  $m$  que l'on définit (de 1 à  $\infty$ ). Ces fonctions sont construites pour un groupe de valeurs nodales le long d'un segment au sein d'un élément  $\Omega_{ne}$ .

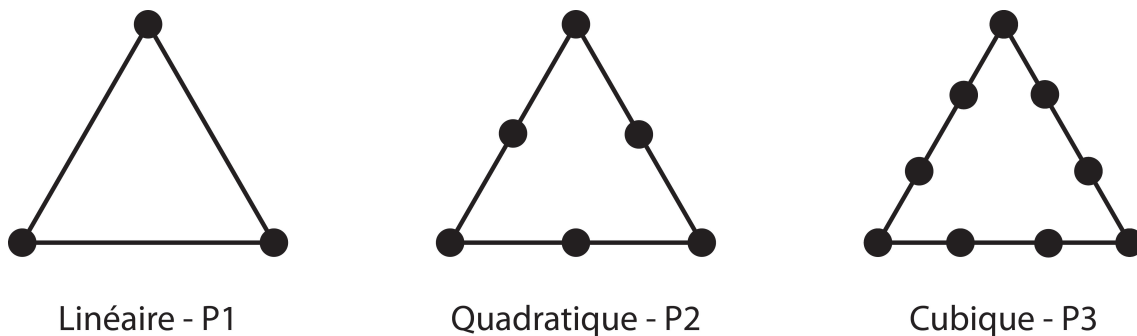


FIGURE 4.7 – Degrés de polynômes associés aux éléments finis.

Le degré du polynôme d'interpolation va avoir un impact direct sur la discrétisation spatiale et le nombre de valeurs nodales à résoudre (Fig. 4.7). En effet, un nœud  $\mathcal{P}_j$  n'est pas strictement positionné sur un sommet de triangle. L'augmentation du nombre de nœuds par élément  $\Omega_{ne}$  est d'autant plus importante que l'ordre d'interpolation est élevé. C'est un moyen d'augmenter drastiquement leur nombre sans augmenter le nombre d'éléments. La figure 4.8 présente l'influence du degré de polynôme des espaces fonctionnels sur la précision de la solution de flux de vapeur à l'interface glace-atmosphère (cas test présenté à la section 4.1.3.3). On note que les fonctions d'interpolation de type  $P^2$  (pour un schéma numérique avec ou sans dimension) ou  $P^3$  permettent une meilleure approximation de la solution analytique par comparaison avec l'interpolation linéaire  $P^1$ .

Néanmoins, un haut degré de polynôme n'est pas toujours synonyme d'une meilleure résolution, en effet, des oscillations au sein des fonctions continues ("rebond numérique") peuvent apparaître [Bianchi et al., 2004] et un grand degré de polynôme augmente le temps de calcul de façon non négligeable sans pour autant améliorer significativement la solution (Fig. 4.8 et Tab. 4.3).

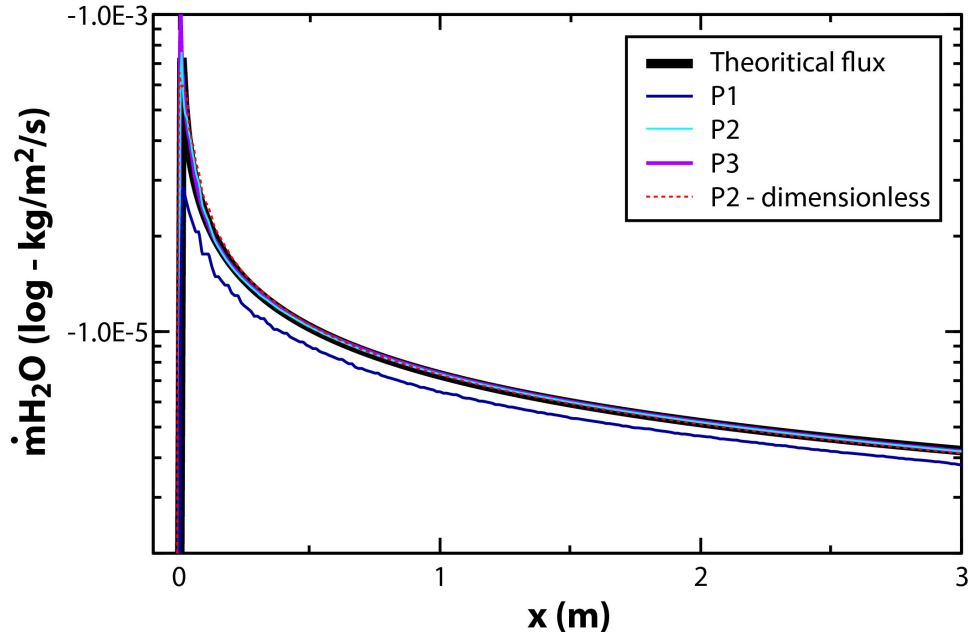


FIGURE 4.8 – Profil du flux de vapeur d’eau à l’interface  $\Gamma_1$  pour différents degrés de polynômes. Le maillage utilisé, présenté à la figure 4.6 (b), contient 10409 triangles. Le nombre de nœuds vaut 5361, 21130, et 47308 pour les espaces  $P^1$ ,  $P^2$  et  $P^3$ , respectivement.

$P^m$	Temps de convergence relatif	Écart (%)
$P^1$	0,40	14,30%
$P^2$	1,00	4,91%
$P^3$	1,34	3,86%
$P^3$	3,00	1,36%

TABLE 4.3 – Influence du degré  $m$  d’interpolation polynomiale. Les paramètres sont présentés pour le cas test de l’écoulement dans un canal avec marche descendante (section 4.3.1.3). Les simulations sont résolues pour  $Re_d = 500$  et  $dt = 0,01$  s. Le champ de vitesse est défini dans différents espaces polynomiaux. Le champ de pression est défini dans un espace  $P^1$  pour toutes les simulations, excepté le dernier cas du tableau pour lequel l’espace du champ de pression est d’ordre 2 ( $P^2$ ). Le pourcentage correspond à la valeur relative obtenue par le modèle et comparée à la valeur de référence de Romé [2006].

Pour nos simulations, nous utilisons des polynômes de degré 0 à 2. Pour les distances  $x$ ,  $y$  l’interpolation est linéaire. Pour les champs couplés de vitesse et de pression on choisi respectivement une interpolation d’ordre 2 et 1 afin de respecter l’approximation de Taylor-Hood [Hecht et al., 2015]. Enfin on choisi un ordre 2 pour l’interpolation du champ de concentration  $\rho$ .

#### 4.2.3.4 Méthode d’inversion des matrices

Résoudre la forme faible des EDP (Eq. 4.50 et 4.51) revient à résoudre un système matriciel [Bianchi et al., 2004; Gounand, 2012]. Ce système d’équations (Eq. 4.52) peut être résolu numériquement par inversion, même pour un grand nombre de points de calcul comme c’est le cas pour

## 4.2. MÉTHODES NUMÉRIQUES

la résolution en éléments finis. FreeFEM++ dispose d'une librairie de *solvers* utilisés pour le calcul des matrices. En fonction de la méthode de résolution, le temps de calcul et la stabilité peuvent être affectés. Les simulations ont été résolues par une méthode directe (calcul de la solution exacte) qui correspond à la factorisation  $LU$  (Eq. 4.53).

$$Ax = b \quad (4.52)$$

$$A = LU \quad (4.53)$$

Une matrice  $A$ , si elle est inversible, peut-être factorisée par la méthode de Gauss en une matrice triangulaire inférieure  $L$  (*Lower*) dont la diagonale est composée de 1 et une matrice triangulaire supérieure  $U$  (*Upper*). La décomposition en deux matrices triangles facilite la résolution des équations linéaires (Eq. 4.54). On résoud le premier système, associé au vecteur  $y$ , par substitution directe puis le second, associé au vecteur  $x$ , par substitution arrière. L'avantage de cette méthode est que les valeurs de  $L$  et  $U$  sont calculées une fois pour chaque valeur de  $b$ .

$$LUx = b \longrightarrow Ly = b \text{ et } Ux = y \quad (4.54)$$

La méthode directe  $LU$  n'est pas la plus optimisée au niveau du temps de calcul mais elle s'applique à un grand nombre de problèmes.

### 4.2.4 Schémas numériques

L'intégration des différents schémas numériques aux équations du problème est présentée en Annexe B.

#### 4.2.4.1 Schéma temporel

Les équations aux dérivées partielles de Navier-Stokes (Eq. 4.7) et de transport-diffusion (Eq. 4.20) sont nativement in-stationnaires et nécessitent une intégration temporelle. Le suivi temporel d'un champ approché  $f_h$  est géré par un pas de temps  $dt$  constant qui sépare le temps  $t$  du temps à l'instant suivant  $t + dt$ . Les termes (temporel, convection, diffusion) des EDP peuvent être discrétisés selon des schémas temporels qui permettent de faciliter la résolution du champ en utilisant les valeurs numériques déjà calculées au temps précédent.

La variation de  $f_h$  entre deux instants dépend de l'intégration directe de la dérivée temporelle par la méthode des différences finies (Eq. 4.55) [Bianchi et al., 2004].

$$f_h(t + dt) = f_h(t) + \int_t^{t+dt} \frac{\partial f_h(t)}{\partial t} dt \quad (4.55)$$

Avec

$$\frac{\partial f_h(t + dt)}{\partial t} = \frac{f_h^{t+dt} - f_h^t}{dt}$$

La valeur à l'instant suivant est estimée au premier ordre en  $dt$  par un décentrage aval qui permet de prendre en compte explicitement la valeur du champ à l'instant précédent. Ce schéma temporel correspond à un schéma Euler explicite.

Un schéma temporel peut également être appliqué aux termes convectif et diffusif faisant intervenir un terme de pondération  $\Theta$  sur les valeurs à un instant  $t$  et à un instant  $t + dt$  (Eq. 4.56 - terme diffusif).

$$F \triangle f_h^{t+dt} dt = F(1 - \Theta) \triangle f_h^t dt + F\Theta \triangle f_h^{t+dt} dt \quad (4.56)$$

Avec  $F$  une constante (i.e.  $v$  ou  $D_{a,b}$ ).

L'intervention d'un facteur de pondération  $\Theta$  qui varie entre 0 et 1 lors de l'intégration de  $f_h$  permet d'établir un schéma temporel dit "hybride". Selon la valeur de  $\Theta$  on retrouve trois schémas temporels caractéristiques [Bianch et al., 2004] :

- $\Theta = 0 \rightarrow$  Euler explicite : méthode des différences finies avec décentrage aval sur l'intervalle de temps  $dt$  (estimation au premier ordre)
- $\Theta = 1 \rightarrow$  Euler implicite : méthode des différences finies avec décentrage amont sur l'intervalle de temps  $dt$  (estimation au premier ordre)
- $\Theta = 1/2 \rightarrow$  Crank-Nicolson : le champ  $f_h$  est approché par une interpolation linéaire sur l'intervalle  $dt$  (estimation au second ordre)

Généralement, nous utilisons un schéma de Crank-Nicolson pour le terme associé au Laplacien car il doit permettre d'obtenir une meilleure précision sur la solution. Ceci est lié à l'interpolation au second ordre de  $f_h$  alors que pour les schémas Euler explicite et implicite la valeur de  $f_h$  est déterminée à un instant. Néanmoins, pour les différents tests de validation effectués je ne note pas de différence de précision entre les résultats obtenus avec un schéma de Crank-Nicolson et un schéma Euler implicite, qui a l'avantage d'être inconditionnellement stable (Tab. 4.4). Le schéma explicite n'est pas utilisé car il est instable [Bianch et al., 2004].

$\Theta$	Écart (%)
1	1,98%
0,8	1,98%
0,5	1,98%
0,4	Instable
0,3	Instable
0	Instable

TABLE 4.4 – Influence de la valeur de  $\Theta$  dans un schéma hybride du terme Laplacien de Navier-Stokes. Les paramètres sont présentés pour le cas test de l'écoulement dans un canal avec marche descendante (Section 4.3.1.3). Les simulations sont résolues à un ordre 2,  $Re_d = 500$  et  $dt = 0,01$  s. Le pourcentage correspond à la valeur relative obtenue par le modèle et comparée à la valeur de référence de Romé [2006].

#### 4.2.4.2 Schéma spatial

L'écoulement est soumis à une direction privilégiée dans le domaine numérique  $\Omega_n$  qui est généralement dans le sens des  $x$  positifs. Un schéma spatial peut permettre de calculer la valeur  $f_h$  à un point  $x$  à l'aide des valeurs nodales situées à proximité sur un repère spatial. Pour cela il faut ajouter une fonction pondérée à la valeur de la fonction test.

## 4.2. MÉTHODES NUMÉRIQUES

Le terme de convection dans la formulation variationnelle des EDP est défini par une estimation des gradients centrés autour d'un nœud du maillage de position  $x$ . Si cette méthode est simple à mettre en place, elle peut générer des instabilités. Le décentrage amont du schéma spatial permet de privilégier l'information numérique en provenance de l'amont sur le repère spatial (on ne privilégie jamais l'information en direction de l'aval). L'ajout d'un facteur de pondération permet d'estimer la valeur des gradients en fonction des valeurs calculées au nœud précédent [Bianch et al., 2004].

Dans la série de tests nécessaires à la validation du code numérique, j'ai comparé la précision de différents schémas numériques : un schéma centré, centré avec matrice de convection antisymétrique et schéma décentré. Pour ces tests je me suis basée sur la résolution d'un cas test (convection d'une couche limite de concentration - section 4.3.2.2) dont la solution analytique est connue. Pour chaque schéma spatial on adopte un schéma temporel de Crank-Nicolson ( $\theta = 0,5$ ).

Le schéma convectif centré est décrit par les équations 4.50 et 4.51. Le terme de convection peut être décomposé en deux termes par le théorème de Green-Ostrogradsky (Eq. 4.57 - Annexe B). Cette formulation introduit une matrice de convection antisymétrique qui garantit la conservation de la masse dans le système [Bianch et al., 2004].

$$\int_{\Omega_n} \vec{u} \cdot \vec{\nabla} f_h N_j d\Omega_n = \frac{1}{2} \int_{\Omega_n} \vec{u} \cdot \left( N_j \vec{\nabla} f_h - f_h \vec{\nabla} N_j \right) d\Omega_n + \frac{1}{2} \int_{\Gamma_{n_f}} f_h N_j \vec{u} \cdot \vec{n} d\Gamma_{n_f} \quad (4.57)$$

Enfin, le logiciel FreeFEM++ dispose d'une fonction de convection implémentée et nommé `convect` [Lucquin and Pironneau, 1996; Hecht, 2015]. Le schéma de cette fonction est décentré vers l'amont (Eq. 4.58).

$$\text{convect} = f_h^t (x - u(x)^t dt) \quad (4.58)$$

La valeur du terme de convection de  $f_h$  à  $t + dt$  et à une position de nœud  $x$ , est définie par l'échantillonnage de sa position à l'instant d'avant  $t$ , modulo un décentrage de la position vers l'amont calibré sur la vitesse de convection numérique  $x - u(x)^t dt$  à un instant  $t'$  ( $\neq$  ou  $= t$ ).

Schéma	$\overline{Sh}$	Erreur %
Centré	80,32	18,91
Centré avec matrice antisymétrique	69,90	6,83
Décentré	63,31	2,88

TABLE 4.5 – Valeurs du nombre de  $Sh$  moyen obtenu par modélisation de la couche limite de concentration le long d'une plaque plane à une vitesse  $U_\infty = 5$  m/s (Section 4.1.3.3). Les valeurs obtenues pour différents schémas numériques spatiaux sont comparées à la valeur théorique. Le maillage utilisé est celui présenté à la figure 4.6 (b).

Il apparaît clairement que le schéma numérique centré classique est moins précis que les deux autres (Tab. 4.5). Le schéma centré avec décomposition du terme de convection permet d'améliorer la résolution de la solution. Néanmoins, ce schéma numérique se révèle très sensible au maillage



et des oscillations peuvent se créer, en particulier près des bords du domaine numérique. Il s'avère que pour des géométries plus complexes (comme une marche descendante par exemple) ce schéma n'est pas stable. Le décentrage de cette fonction pourrait permettre de supprimer les oscillations et d'assurer la convergence vers une solution précise. La fonction convect réunit la stabilité et la précision, elle est privilégiée pour notre résolution numérique.

### 4.2.5 Échelle typique du problème

Le couplage des équations de convection et de transport-diffusion fait intervenir deux phénomènes en compétition : un écoulement (convection forcée) de vitesse caractéristique  $U$  et un transfert de masse dans l'atmosphère (diffusion) caractérisé par  $D_{a,b}$  le paramètre de diffusion. L'ordre de grandeur et les échelles d'action peuvent être très différents et induire des contraintes numériques fortes [Bianchi et al., 2004]. Pour assurer une résolution fiable des équations différentielles nous utilisons des échelles typiques du problème (Tab. 4.6). Pour un cas donné ( $U$  et  $D_{a,b}$  imposés), ces grandeurs apportent des contraintes sur les paramètres de discrétisation spatiale  $ht$  et temporelle  $dt$  à adopter.

Temps de diffusion dans la maille	$\tau_d = \frac{ht^2}{D}$
Temps de convection dans la maille	$\tau_c = \frac{ht}{U}$
Pas de temps CFL	$dtCFL = \frac{0,1ht}{U}$
Condition CFL	$CFL = \frac{Udt}{ht}$
Nombre de Fourier dans la maille	$Fo_{ht} = \frac{dt}{\tau_d}$
Nombre de Peclet dans la maille	$Pe_{ht} = \frac{\tau_d}{2\tau_c}$
Nombre de Courant	$C = \frac{dt}{\tau_c}$

TABLE 4.6 – Échelles typiques des modélisations en éléments finis. Les temps sont exprimés en secondes et les nombres CFL, de Fourier de maille, Péclet de maille et Courant sont des grandeurs sans dimension.

Le pas de temps  $dt$  doit rester proche de la gamme donnée par le  $dtCFL$  (qui correspond au pas de temps associé à la condition de stabilité numérique de Courant-Friedrichs-Levy (CFL)) pour la plus petite et la plus grande taille de maille du domaine. Cette condition traduit la co-dépendance du choix du pas de temps vis à vis de la taille des mailles. Le facteur 0,1 assure de respecter la condition CFL.

De plus, les nombres sans dimension doivent être inférieurs à 1 ou tout du moins proches de l'unité. Ce critère est particulièrement difficile à respecter pour le nombre de  $Pe_{ht}$  car il nécessite de diminuer la taille des mailles et par conséquent augmenter le temps de résolution.

Si l'une de ces échelles n'est pas respectée, on risque d'introduire des instabilités numériques dans le domaine de calcul ou d'obtenir une solution erronée (Fig. 4.9). Dans la mesure du possible, c'est-à-dire pour un coût numérique que nous considérons acceptable, nous avons respecté ces contraintes pour toutes les grandeurs. L'écart le plus récurrent porte sur le  $Pe_{ht}$ . Des efforts sont

## 4.2. MÉTHODES NUMÉRIQUES

faits pour conserver ce nombre inférieur à 10. Généralement, un nombre de  $Pe_{ht} \geq 1$  n'introduit pas d'instabilités mais peut nuire à la précision de la solution. Le nombre de Fourier doit être respecté pour assurer une bonne précision.

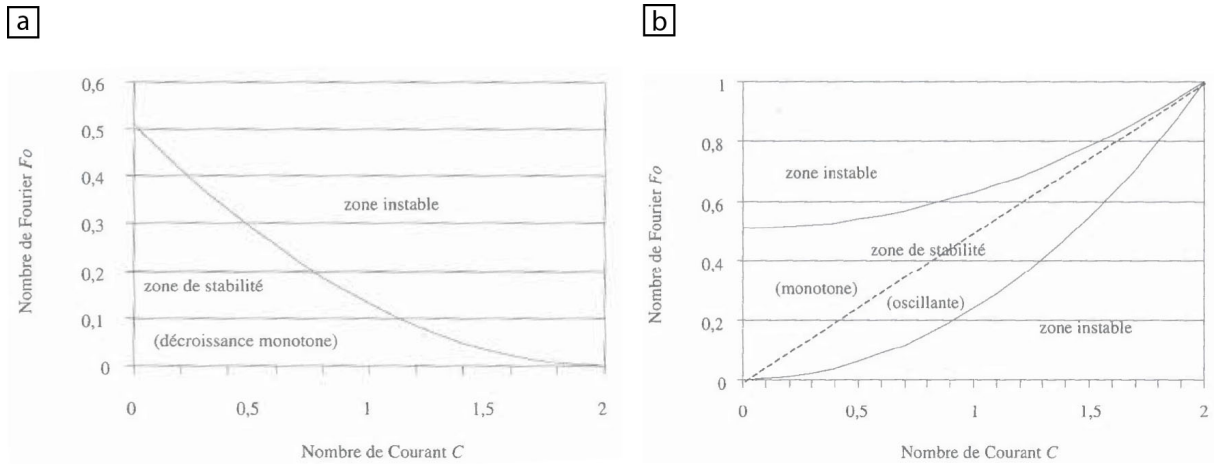


FIGURE 4.9 – Frontières de stabilité numériques en fonction des nombres de Fourier de maille  $Fo$  et de Courant  $C$  (a) pour un schéma explicite centré et (b) pour un schéma explicite avec décentrage amont. Figures issues de [Bianchi et al., 2004].

Les échelles typiques sont calculées sur l'ensemble du domaine de calcul  $\Gamma_{n_f}$ . Afin de bien contraindre ces grandeurs dans la zone qui nous intéresse, c'est-à-dire à proximité de l'interface, nous préférons un maillage compartimenté (Fig. 4.6).

### 4.2.6 Erreur et convergence

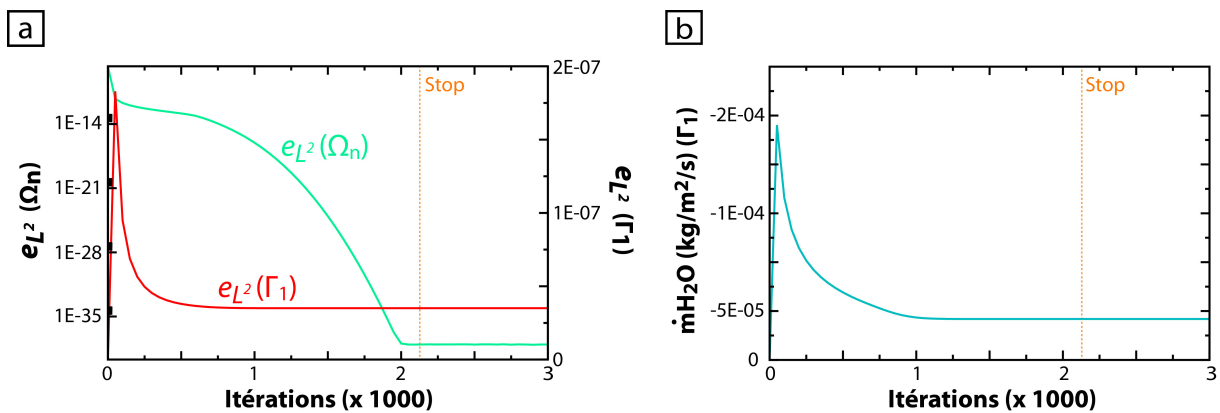


FIGURE 4.10 – La convergence et les erreurs sont calculées pour une simulation de croissance de couche limite de concentration à  $U_\infty = 5$  m/s (Section 4.1.3.3). (a) Évolution de la norme de l'erreur du champ calculé sur le domaine  $e_{L^2}(\Omega_n)$  et de la norme de l'erreur de la dérivée du champ sur la frontière  $\Gamma_1$  en fonction des itérations. (b) Évolution de la convergence du flux du champ à la frontière  $\Gamma_1$  en fonction des itérations.

Les calculs sont résolus au sein d'une boucle temporelle itérative. A chacune des itérations, la norme quadratique  $e_{L^2}$  de l'erreur  $e$  de la fonction calculée  $f$  est estimée [Gouri et al., 2005; Hecht, 2015] entre la valeur de la fonction calculée à un instant  $t$  et sa valeur calculée à un instant  $t - dt$  :

$$e_{L^2}(\Omega_n) = \int_{\Omega_n} \left( \| f^t - f^{t-dt} \|^2 \right) \quad (4.59)$$

$$e_{L^2}(\Gamma_{n_f}) = \int_{\Gamma_{n_f}} \left( \left\| \frac{\partial f^t}{\partial y} - \frac{\partial f^{t-dt}}{\partial y} \right\|^2 \right) \quad (4.60)$$

$e_{L^2}$  est prise en compte à la fois sur l'ensemble du domaine  $\Omega_n$  (Eq. 4.59) et sur le bord correspondant à l'interface surface/atmosphère  $\Gamma_{n_f}$  (Eq. 4.60). Les calculs des simulations s'arrêtent automatiquement lorsque la convergence des calculs est atteinte (Fig 4.10 (a)), c'est-à-dire lorsque l'erreur de l'équation est très faible et n'évolue plus (ou de façon infime) (Fig. 4.10 (b)).

Les résultats des simulations présentées dans ce manuscrit respectent ces conditions de convergence.

### 4.3 Validation du modèle

La modélisation numérique permet une résolution approchée des équations physiques de la dynamique et de transport-diffusion. Comme nous l'avons vu précédemment, les sources d'instabilités et de manque de précision sont multiples (discrétisation spatiale, temporelle et schémas numériques). Pour éviter d'aboutir à une solution erronée, j'ai réalisé une série de tests. Les solutions du modèle sont comparées aux résultats de calculs analytiques, de modélisations numériques validées et d'expériences pour des cas tests bien connus.

Chaque aspect de la résolution couplée des équations du transport de la vapeur dans un fluide porteur isotherme est validé pour les équations dimensionnées et adimensionnées. Dans le cas dimensionné, les valeurs choisies pour les caractéristiques du fluide porteur, du traceur et des conditions initiales et aux limites ( $D_{a,b}$ ,  $\nu$ ,  $\rho_{a,w}$ ,  $\rho_{a,\infty}$ ,  $U$ ) sont issues d'une étude de résolution des équations de la dynamique et du transfert de masse à la surface de Mars par la Méthode des Volumes Finis [Farahani and Lange, 2012].

#### 4.3.1 Cas tests pour l'écoulement

##### 4.3.1.1 Canal

La première étape de la validation du modèle numérique consiste à vérifier si le schéma de convection respecte les caractéristiques de l'écoulement. Un test simple consiste à calculer l'équation de Navier-Stokes pour un écoulement laminaire dans un canal de section  $H1$  et de contrôler la similitude du profil de vitesse imposé en entrée à celui obtenu en sortie.

$$U = U_{max} \times \left( 1 - \left( \frac{y}{H1} \right)^2 \right) \quad (4.61)$$

Dans un canal rectangulaire (Fig. 4.11 (a)), on impose en entrée ( $\Gamma_4$ ) un profil de Poisseuille caractéristique d'un écoulement laminaire entre deux parois (avec  $U_{max} = 3/2 \times U_{moy}$  pour un canal rectangulaire - Eq. 4.61 et Fig. 4.11 (b) et 4.12 (c)). La vitesse moyenne  $U_{moy}$  est fixée à 1 m/s et sert d'initialisation du champ de vitesse dans le domaine numérique. Une condition d'adhérence ( $u = 0$  m/s) est imposée sur les parois  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_3$  du canal et une condition de Neumann est attribuée en sortie ( $\Gamma_2$ ). Enfin, la viscosité cinématique du fluide est calibrée sur la valeur du nombre de Reynolds du canal  $Re_d$  (Eq. 4.62) que l'on impose.

$$Re_d = \frac{U_{moy} H1}{\nu} \quad (4.62)$$

#### 4.3. VALIDATION DU MODÈLE

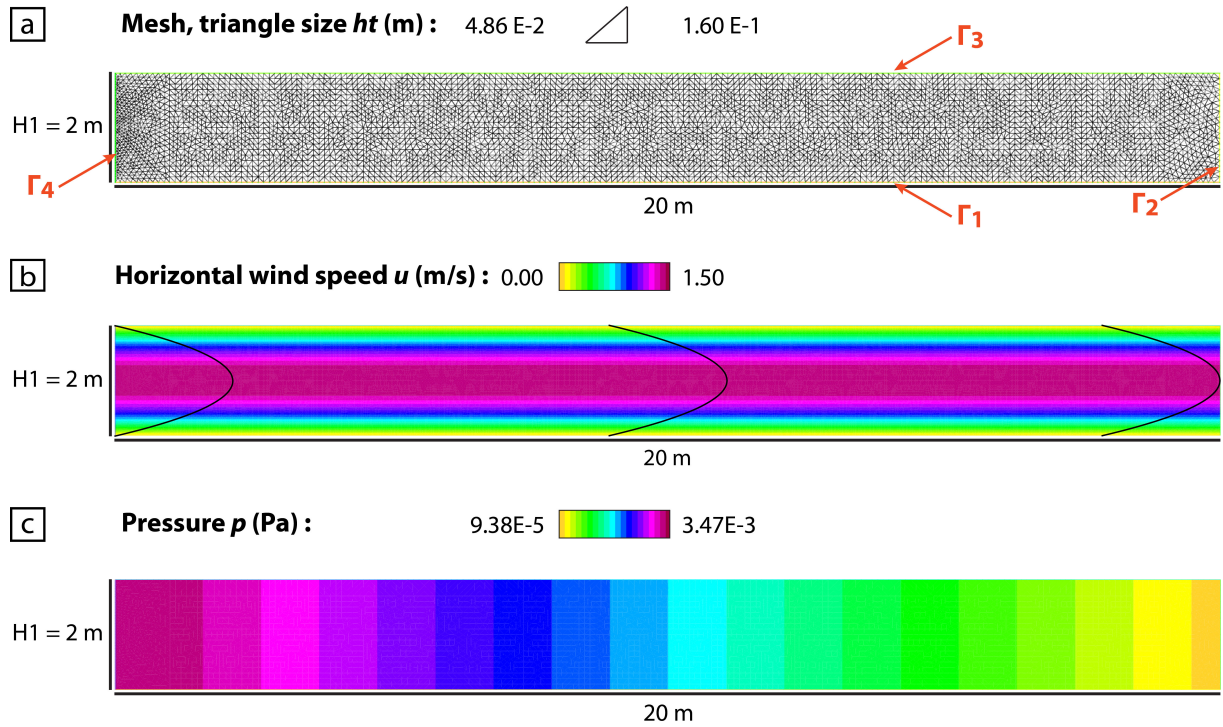


FIGURE 4.11 – Résultats obtenus pour une configuration de canal rectangulaire de section  $H1 = 2$  m, longueur = 20 m et  $Re_d = 500$ . (a) Maillage irrégulier et plus précis sur le bord d'entrée  $\Gamma_4$  (pour limiter les effets de bords). (b) Champ de vitesse  $u$  (m/s). Les courbes noires correspondent aux profils de vitesse  $u$  à différents  $x$ . Les profils sont à l'échelle du profil laminaire théorique (Fig. 4.12 (c)). (c) Champ de pression  $p$  (Pa) dans le canal.

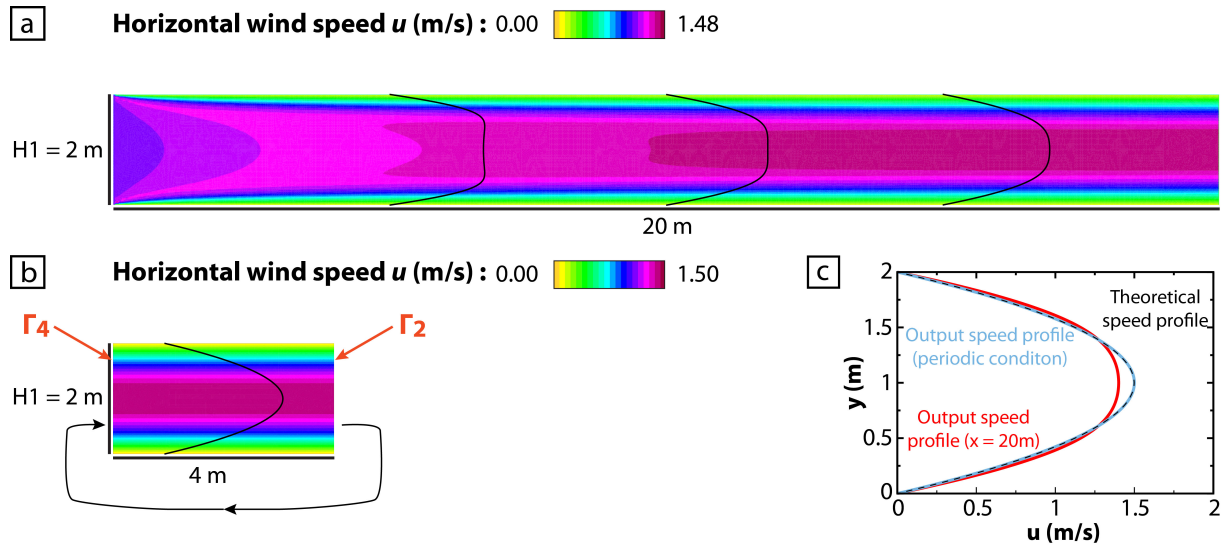


FIGURE 4.12 – Résultats obtenus pour une configuration de canal de section  $H1 = 2$  m et  $Re_d = 500$ . (a) Champ de vitesse  $u$  (m/s). Les courbes noires correspondent aux profils de vitesse  $u$  à différents  $x$ . Les profils sont à l'échelle par rapport au profil d'entrée qui est une vitesse uniforme de 1 m/s. (b) Champ de vitesse  $u$  (m/s) dans un canal à conditions périodiques sur les bords d'entrée  $\Gamma_4$  et de sortie  $\Gamma_2$ . La courbe noire correspond au profil de vitesse  $u$  qui se superpose au profil laminaire théorique. (c) Profils de vitesses en sortie dans un canal rectangulaire pour un écoulement sans condition périodique et une longueur trop faible devant la longueur d'établissement (courbe rouge), avec condition périodique sur la vitesse (courbe bleue) et théorique (courbe tirets noirs) (Eq. 4.61).

Le champ de vitesse laminaire est conservé dans le canal au cours du temps et de la distance  $x$  (Fig. 4.11 (b)). Les profils de vitesse paraboliques se superposent à n'importe quelle distance  $x$  de l'entrée. De plus, le champ de pression  $p$  (Fig. 4.11 (c)) présente une configuration conforme à la théorie [Chassaing, 2000a]. Celui-ci est constant selon l'axe  $y$  et suit la relation de Poiseuille ( $\vec{\nabla} p = -(12 \mu U_{ref})/H^2$ ) avec un gradient constant et négatif selon l'axe  $x$  ( $\vec{\nabla} p = -1,69 \times 10^{-4}$  Pa/m).

Si l'on impose en entrée un profil de vitesse uniforme et que l'on conserve les conditions initiales et aux limites du cas précédent, une couche limite va se créer à la fois sur les bords inférieur  $\Gamma_1$  et supérieur  $\Gamma_3$  (Fig. 4.12 (a)). Au bout d'une distance, appelée longueur d'établissement du régime, les deux couches limites vont se rejoindre et former un profil de Poiseuille. La longueur d'établissement est dépendante de  $Re_d$ . Dans l'exemple présenté à la figure 4.12 (a), la longueur du canal n'est pas suffisante pour observer la convergence du champ de vitesse vers un profil parabolique (la longueur d'établissement pour  $Re_d = 500$  et  $H = 2$  m est 60 m) (Fig. 4.12 (a) et (c)). Afin d'éviter de travailler avec des grands domaines numériques  $\Omega_n$  et de réduire les temps de calculs, il peut-être avantageux d'utiliser des conditions périodiques sur des bords  $\Gamma_{nf}$  du domaine  $\Omega_n$ . Pour le canal, le calcul du champ de vitesse en sortie ( $\Gamma_2$ ) est réinjecté comme condition d'entrée ( $\Gamma_4$ ). Ceci permet d'atteindre plus rapidement la convergence (Fig. 4.12 (b) et (c)). Néanmoins, le champ de pression réagit mal à cette condition périodique et le débit n'est pas conservé. Dans ce cas, il est nécessaire d'imposer un gradient de pression constant, calculé à partir de la relation de Poiseuille, dans l'équation de Navier-Stokes.

#### 4.3.1.2 Lit Plat

La mise en mouvement d'une masse de gaz au-dessus d'une surface engendre la formation d'une couche limite dynamique liée à la viscosité  $\nu$  du fluide (Section 4.1.2.4). La théorie des couches limites sur un lit plat est bien développée et des solutions analytiques existent.

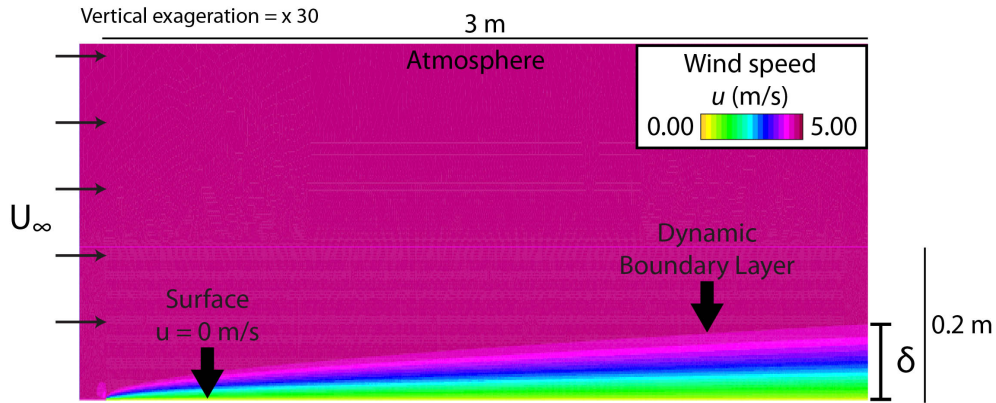


FIGURE 4.13 – Couche limite de vitesse sur lit plat -  $U_\infty = 5$  m/s.

Les tests de validation sont réalisés sur un domaine numérique avec un maillage  $\mathcal{T}_{ht}$  irrégulier et compartimenté (Fig. 4.6 (b)) auquel on ajoute une zone neutre avant ( $x \leq 0$ ) afin de capter l'effet de retour de la couche limite et d'améliorer la solution numérique (Fig. 4.13 et 4.15). Une condition d'adhérence est fixée sur le bord  $\Gamma_1$  et une vitesse uniforme de référence  $U_\infty$  est imposée en entrée ( $\Gamma_4$ ). La condition de Neumann est en vigueur sur les deux autres frontières. Le développement de la couche limite est régi par les équations de continuité (Eq. 4.4) et de Navier-Stokes (Eq. 4.7) qui se simplifient puisque sur un lit plat le gradient de pression peut être considéré comme nul sur tout le domaine ( $\vec{\nabla} p = 0$ ). La couche limite se développe jusqu'à la convergence numérique (Fig. 4.13).



### 4.3. VALIDATION DU MODÈLE

La solution analytique de la couche limite de vitesse suit la méthode de Blasius [Bergman et al., 2011] basée sur une analyse adimensionnée des équations de la dynamique. L'épaisseur  $\delta_d$  maximum de la couche limite est atteinte pour une valeur de vitesse adimensionnée  $(u/U_\infty) = 0.99$  et correspond à une distance verticale adimensionnée  $\eta_u = 4,92 (= y\sqrt{U_\infty/\nu x})$  [Chassaing, 2000a] (Eq. 4.63). Cette distance sans dimension est une variable de similarité, elle traduit le fait que, malgré la croissance de la couche limite avec la distance  $x$ , la vitesse adimensionnée suit la même évolution (Fig. 4.14). Il est donc possible d'anticiper l'épaisseur de la couche limite laminaire en fonction de sa longueur d'établissement (Eq. 4.63).

$$\delta_d = \frac{4,92x}{\sqrt{Re_x}} \quad (4.63)$$

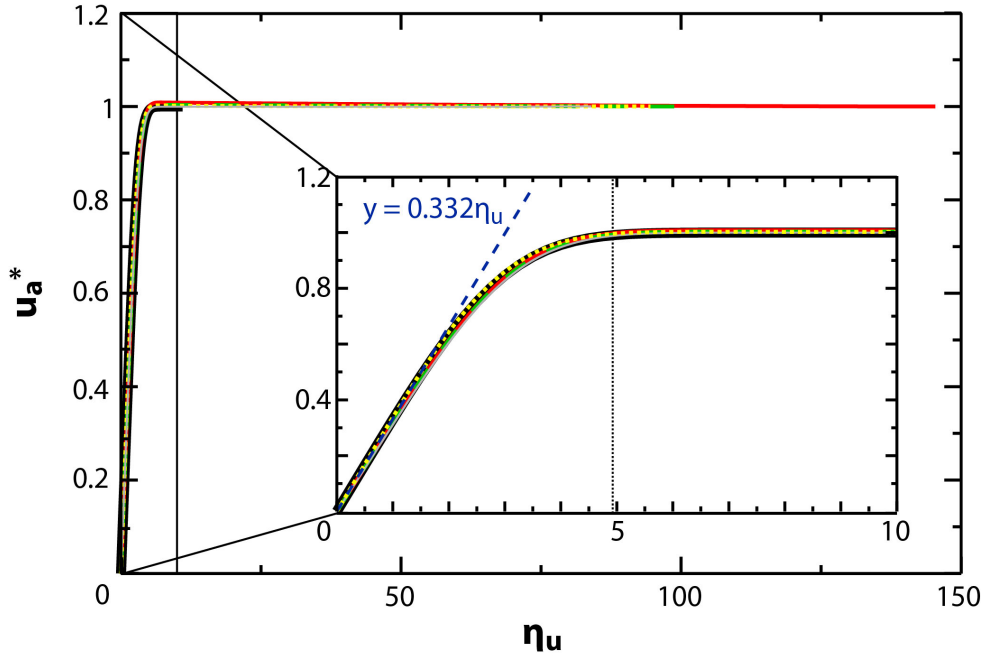


FIGURE 4.14 – Profils adimensionnés de couches limites dynamiques pour une résolution des équations par un schéma numérique dimensionné à  $x = 1$  m (trait rouge),  $x = 2$  m (tirets verts) et  $x = 3$  m (pointillés jaunes) et un schéma numérique adimensionné à  $x = 2$  m (trait gris -  $L = y_{max}$  et  $U = U_\infty$ ). Le profil analytique de Blasius apparaît en noir.

Les courbes adimensionnées se superposent au profil théorique et seule la valeur de  $\nabla_u$  varie en fonction de l'épaisseur de la couche limite (Fig. 4.14). Le coefficient directeur de la dérivée à l'origine du profil adimensionné est constant (0,332) et permet la définition des valeurs de contrainte pariétale  $\tau_p$  et de frottement  $Cf(x)$  théoriques. Celles-ci sont en parfait accord avec celles que nous obtenons via les gradients de vitesse de notre modèle numérique (Eq. 4.12 et 4.14).

$$\tau_p = 0,332U_\infty\sqrt{\rho\mu U_\infty/x} \quad (4.64)$$

$$Cf(x) = 0,664Re_x^{-1/2} \quad (4.65)$$

La résolution de la géométrie de la couche limite laminaire est correcte aussi bien pour un schéma numérique dimensionné qu'adimensionné et pour n'importe quelle longueur de domaine numérique.

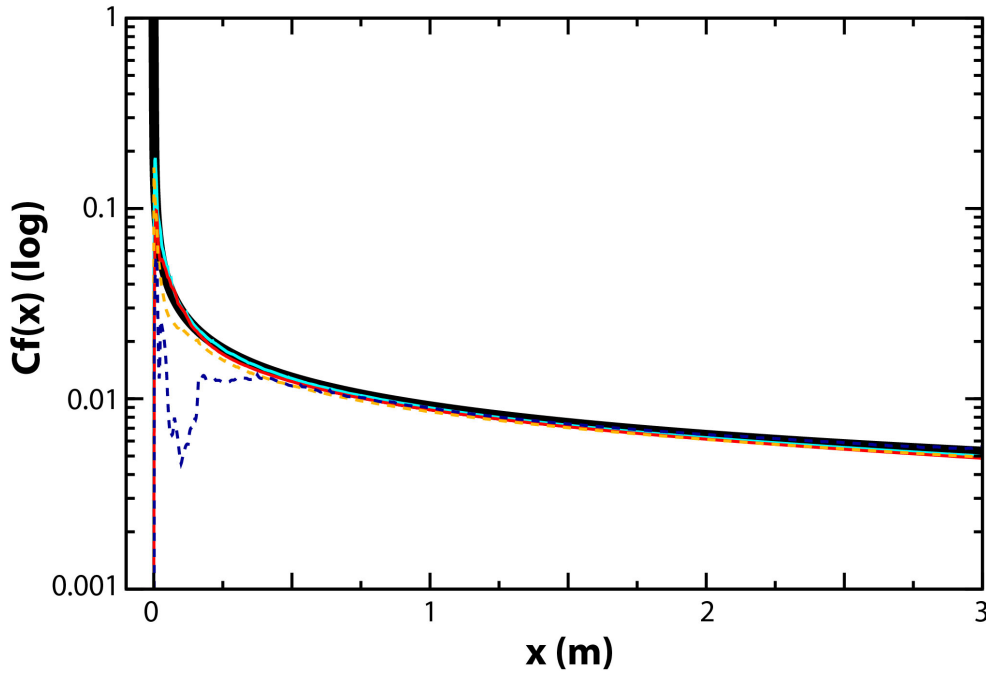


FIGURE 4.15 – Contrainte de frottement théorique (trait noir) et contrainte de frottement obtenu pour une résolution dimensionnée selon un maillage irrégulier avec (trait bleu) ou sans (pointillés bleus) zone neutre à  $x \leq 0$  et selon un maillage compartimenté avec (trait rouge) ou sans (pointillés oranges) zone neutre à  $x \leq 0$ .

#### 4.3.1.3 Marche descendante

Le modèle numérique est développé dans le but d'être appliqué à des formes d'interface complexes. Pour s'assurer que l'écoulement modélisé est correct sur de telles topographies, nous utilisons un cas test largement examiné dans la littérature : l'étude d'un écoulement laminaire le long d'une marche descendante dans un canal. La configuration de l'expérience numérique est présentée à la figure 4.16.

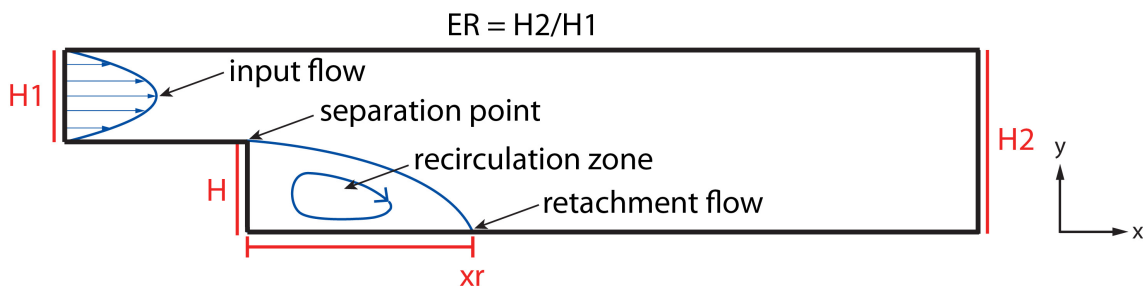


FIGURE 4.16 – Schéma de l'expérience de la marche descendante dans un canal rectangulaire.

Un écoulement laminaire et isotherme s'écoule dans un canal dont la section en entrée mesure  $H1$ . La section du canal augmente brusquement à une hauteur  $H2$  qui correspond à la hauteur de la section  $H1$  additionnée à la hauteur de la marche descendante  $H$ . On appelle  $ER = H1/H2$  le rapport d'expansion. La variation de la section du canal engendre un décollement de l'écoulement et l'apparition de zones de recirculation associées.

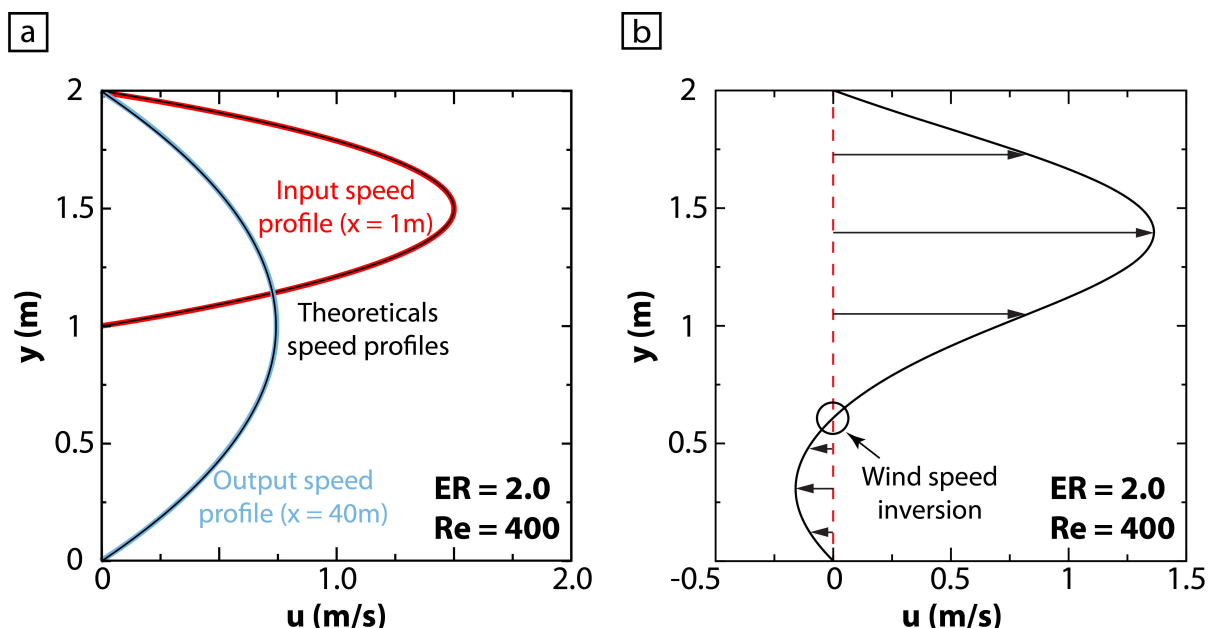


FIGURE 4.17 – (a) Profils de vitesses paraboliques (ou de Poiseuille) dans un canal rectangulaire, imposé en entrée du canal (courbe rouge) et obtenu en sortie du canal (courbe bleue). Les profils noirs correspondent aux profils de vitesses théoriques pour chacune des sections du canal (Eq. 4.61). (b) Profil de vitesse  $u$  acquis à  $x = 5$  m. Ce profil situé en aval de la marche est déformé par rapport à la normale (a) et atteste du décollement de la couche limite. Dans la zone de recirculation la vitesse  $u$  est négative.

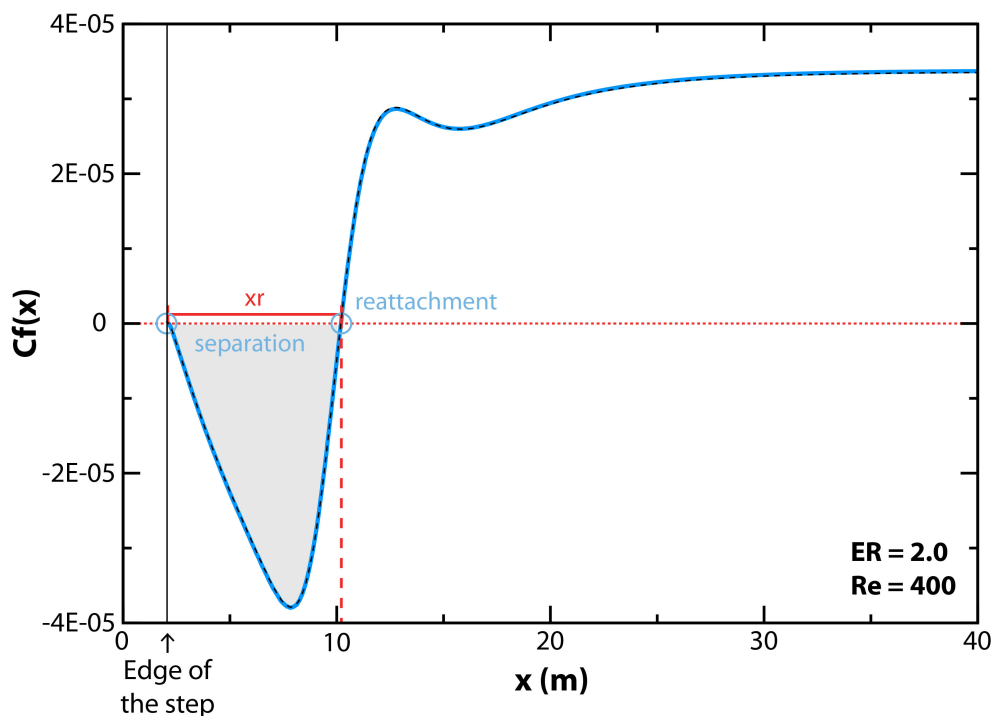


FIGURE 4.18 – Profil de la contrainte de frottement  $Cf$  modélisée sur le bord  $\Gamma_1$  du canal en aval de la marche ( $x = 2$  m) pour une simulation dimensionnée (courbe bleue) et adimensionnée (tirets noirs -  $L = H$  et  $U = U_{moy}$ ). Le décollement de l'écoulement se produit au niveau de la marche avant de recoller à la paroi à une distance  $x_r$ . La zone de décollement est symbolisée en gris.

Une couche limite décolle lorsqu'un gradient de pression adverse (positif) se crée et s'oppose à l'écoulement jusqu'à provoquer l'inversion des vecteurs vitesses  $\vec{u}$  près de la paroi et la suppression des frottements (Fig. 4.17 (b)) [Guyon et al., 2004]. Les points de décollement et de recollement de l'écoulement correspondent à la position où les grandeurs relatives à la vitesse  $u$  et au frottement (la contrainte cisailante  $\tau_p$  et *a fortiori* la contrainte de frottement  $C_f$ ) sont nulles (Fig. 4.18). La longueur entre ces deux points est nommée longueur de rattachement  $x_r$ . L'inversion du vecteur vitesse à l'aval de l'obstacle crée une zone de recirculation (Fig. 4.19 (c)).

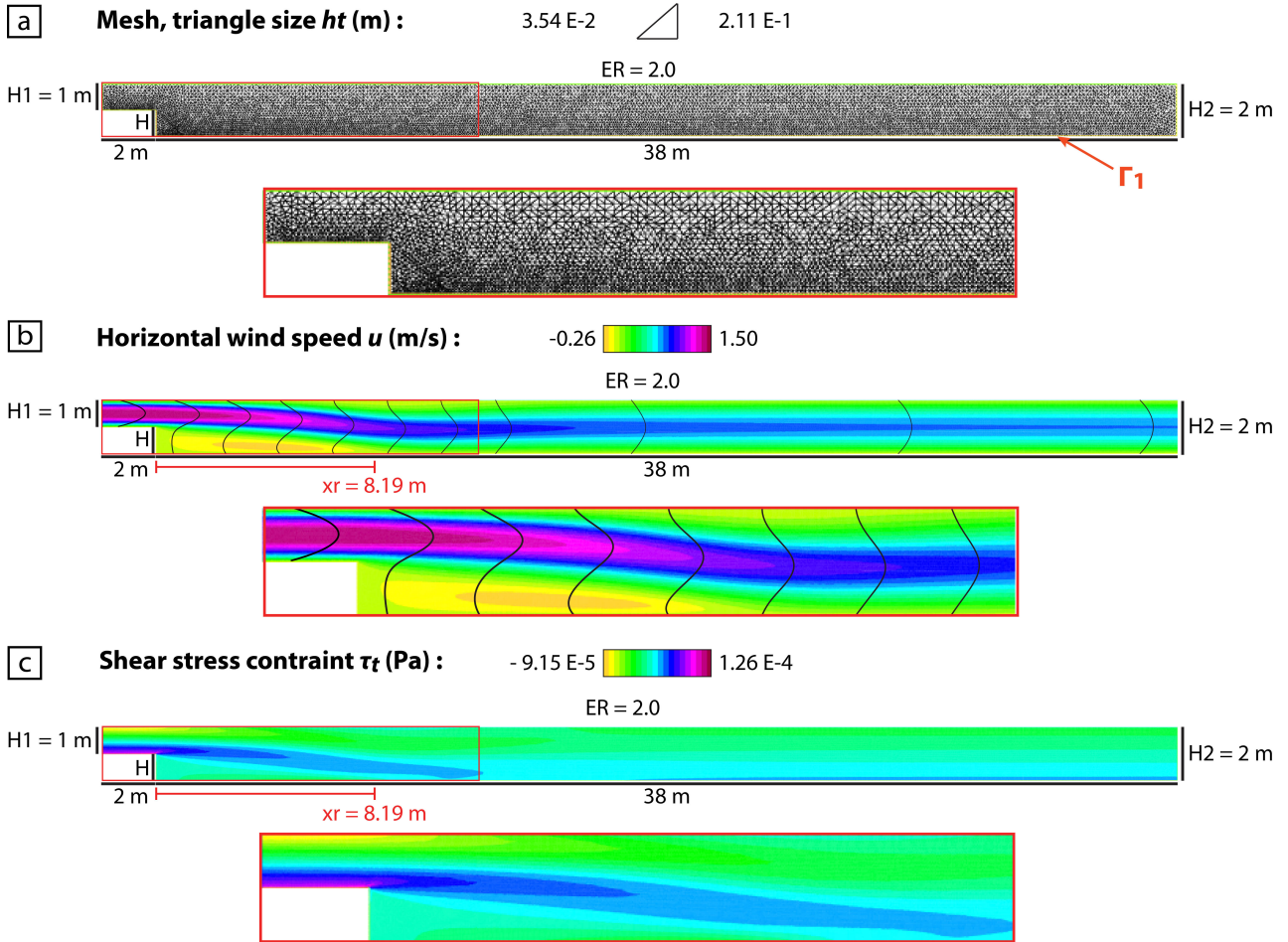


FIGURE 4.19 – Résultats obtenus pour une configuration de canal  $ER = 2.00$  et  $Re_d = 400$ . (a) Maillage irrégulier et plus précis sur le bord  $\Gamma_1$ . (b) Champ de vitesse  $u$  (m/s). Les courbes noires correspondent aux profils de vitesse  $u$  à différents  $x$ . Les profils sont à l'échelle par rapport au profil d'entrée (Fig. 4.17 (a)). La longueur de rattachement  $x_r$  est symbolisée par une barre rouge. (c) Contrainte de cisaillement  $\tau_t$  (Pa).

Nous réalisons des simulations numériques pour des configurations adoptées par plusieurs auteurs, à la fois pour la résolution de problèmes numériques [Armaly et al., 1983; Romé, 2006; Biswas et al., 2004] et expérimentaux [Armaly et al., 1983; Lee and Mateescu, 1998]. Afin de valider notre modèle, nous comparons les longueurs de rattachement  $x_r$  obtenues aux résultats de la littérature. Cette longueur est mesurée à partir du bord de la marche et est généralement normalisée par la hauteur  $H$  pour faciliter les comparaisons entre les différentes études. Lorsque le régime d'écoulement est établi,  $x_r$  est constant.

Le canal utilisé pour toutes les simulations mesure 40 m (Fig. 4.19) et la hauteur de la marche est adaptée en fonction du rapport d'aspect  $ER$  souhaité. Le maillage est irrégulier, ce qui permet

### 4.3. VALIDATION DU MODÈLE

d'attribuer un nombre de mailles plus important sur la paroi inférieure et près du bord de la marche afin de bien capter la position de rattachement (Fig. 4.19 (a)).

En entrée on impose un profil laminaire parabolique (Eq. 4.61 et Fig. 4.17) avec une vitesse moyenne  $U_{moy} = 1$  m/s. Une condition d'adhérence ( $u = 0$  m/s) est imposée sur les parois du canal et une condition de Neumann est attribuée en sortie. Enfin, la viscosité cinématique du fluide est calibrée sur la valeur du nombre de Reynolds du canal en sortie  $Re_d (= U_{moy}H^2/\nu)$ . Les simulations numériques sont réalisées pour des rapports d'aspect  $ER$  de 1.50, 1.94, 2.00 et 3.00 et pour des valeurs de  $Re_d$  dont l'intervalle s'étend de 50 à 1000 (Fig. 4.20). Pour chacune des simulations, les conditions de stabilité, de pas de temps et de précision du maillage sont respectées. Le calcul s'achève lorsque la condition de convergence est atteinte. Dans ce cas, la longueur de rattachement  $xr$  n'évolue plus et le profil de vitesse  $u$  en sortie se superpose parfaitement au profil de sortie théorique (Fig. 4.17 (a)).

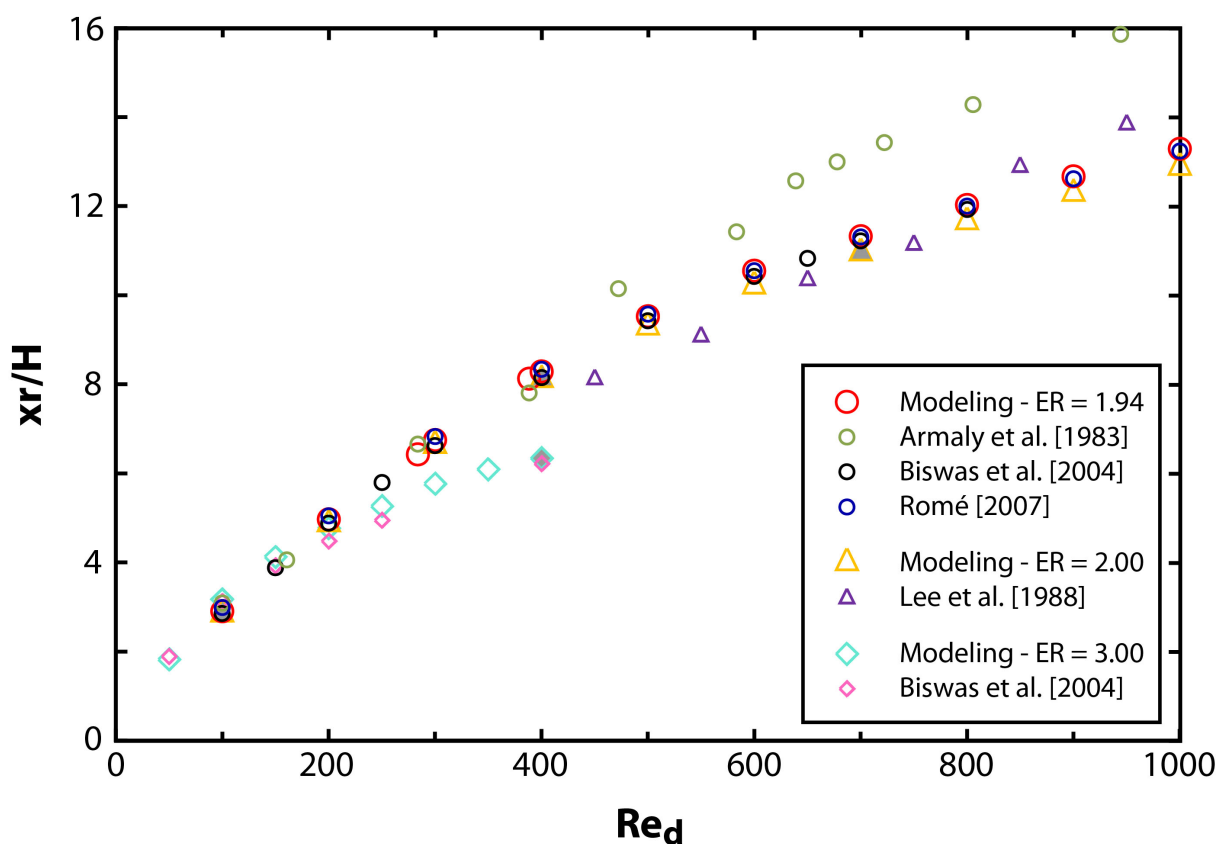


FIGURE 4.20 – Longueur de recollement  $xr$  normalisée par la hauteur de la marche  $H$  en fonction du nombre de Reynolds du canal  $Re_d$  et du rapport d'aspect  $ER$ . Les figurés pleins (gris) correspondent aux simulations réalisées pour des équations sans dimensions ( $L = H$  et  $U = U_{moy}$ ).

L'analyse du champ de vitesse  $u$  et de la contrainte de frottement  $Cf$  (Fig. 4.19 (b) et (c)) permet d'accéder à la longueur de rattachement  $xr$  (Fig. 4.18). Les résultats obtenus montrent une bonne corrélation avec les valeurs des simulations numériques et des expériences (Fig. 4.20). L'écart entre les valeurs de notre modèle et les modèles de la littérature est inférieur à 7% pour le cas  $ER = 3.00$  [Biswas et al., 2004], inférieur à 5% pour le cas  $ER = 1.94$  [Romé, 2006] et inférieur à 8% pour le cas  $ER = 1.50$  (les résultats de cette configuration sont présentés à la section - Fig 4.27). De même, la corrélation des résultats des simulations pour  $ER = 1.94$  avec les valeurs expérimentales de [Armaly et al., 1983] sont bonnes ( $\leq 7\%$ ) pour des  $Re_d \leq 400$ . Au-delà les résultats s'éloignent



des valeurs obtenues expérimentalement car des effets de paroi dans la soufflerie affectent les résultats expérimentaux [Armaly et al., 1983]. Dans le cas  $ER = 2.00$ , les résultats suivent la même tendance que pour un rapport  $ER = 1.94$ , avec des valeurs de  $xr$  moindres. Nos résultats présentent une corrélation correcte avec les expériences de Lee and Mateescu [1998]. Les valeurs du modèle sont supérieures pour un  $Re_d \leq 750$  et elles sous-estiment les valeurs expérimentales au-delà. Dans ce cas aussi il est possible que des effets 3D affectent la longueur de recollement mais les auteurs n'en font pas cas dans leur article. Ces résultats attestent que la longueur de recollement normalisée par la hauteur de la marche ( $xr/H$ ) augmente avec  $Re_d$  et diminue quand le rapport  $ER$  croît [Armaly et al., 1983; Biswas et al., 2004].

Le modèle reproduit parfaitement le cas test, pour des simulations dimensionnées (figurés de couleur) et adimensionnées (figurés gris) (Fig. 4.20) ce qui permet d'affirmer que les champs de vitesse et de pression sont correctement résolus en présence d'une topographie.

### 4.3.2 Cas tests pour le transport de vapeur d'eau

#### 4.3.2.1 Diffusion pure

En présence d'un gradient de concentration et sans écoulement, une surface capable de changer d'état va diffuser uniformément dans le domaine.

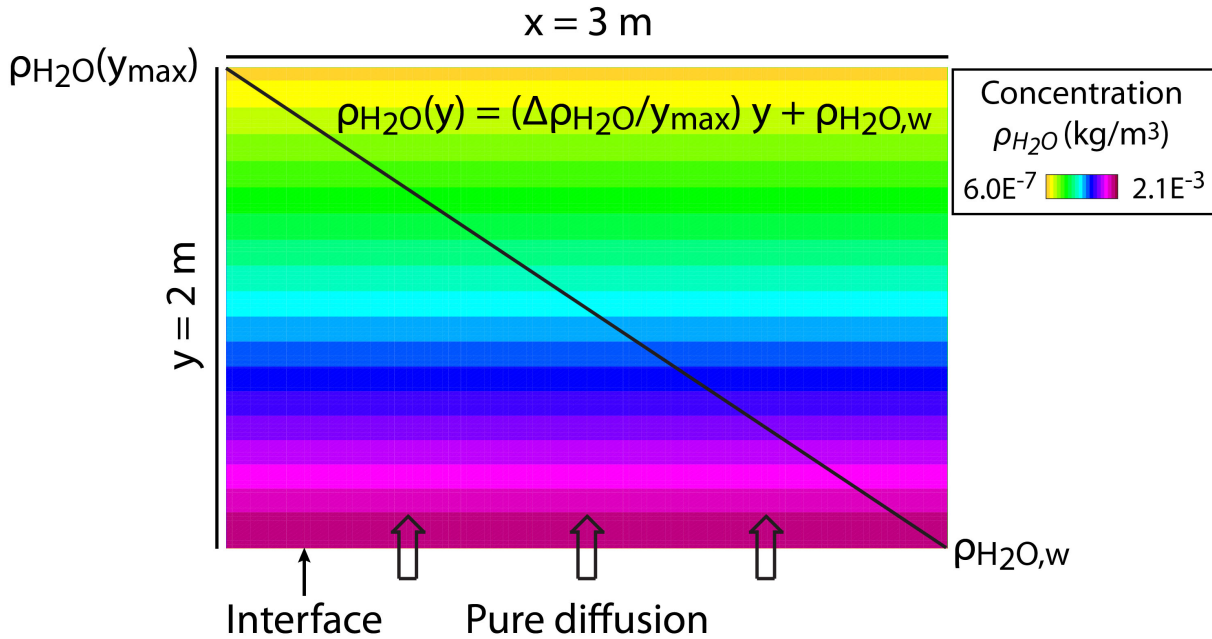


FIGURE 4.21 – Champ de concentration  $\rho_{H_2O}$  ( $\text{kg/m}^3$ ) obtenu par diffusion pure ( $u = 0 \text{ m/s}$ ) de la vapeur d'eau dans une atmosphère de  $\text{CO}_2$  à  $T = 263 \text{ K}$  [Farahani and Lange, 2012]. Les concentrations de vapeur d'eau  $\rho_{H_2O,w}$  et  $\rho_{H_2O}(y_{max})$  sont respectivement attribuées aux bords  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_3$  et des conditions de Neumann sont prescrites sur les bords  $\Gamma_2$  et  $\Gamma_4$  d'un maillage régulier ( $ht = 0,18 \text{ m}$ ). A l'état stationnaire le gradient de concentration suit une loi linéaire (courbe noire).

Dans le cas de la diffusion pure, l'équation de transport-diffusion (Eq. 4.20) se simplifie :

- Le terme de convection forcée,  $\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \rho_a$ , s'annule puisque la vitesse est nulle.
- Le laplacien de la concentration selon l'axe horizontal  $\partial^2 \rho_a / \partial x^2$  s'annule car la surface  $\Gamma_1$  subit un transfert de masse uniforme (pas de variation selon  $x$ ).
- Le terme transitoire,  $\partial \rho / \partial t$ , s'annule lorsque l'état est stationnaire.

$$-D_{a,b} \left( \frac{\partial^2 \rho_a}{\partial y^2} \right) = 0 \rightarrow \left( \frac{\partial \rho_a}{\partial y} \right) = cste \quad (4.66)$$

Ainsi, pour un cas de diffusion pure, l'état stationnaire est caractérisé par un gradient vertical de concentration constant et donc la concentration suit une distribution linéaire dans le domaine borné (Fig. 4.21 et Eq. 4.66). Le flux de vapeur suit strictement la loi de Fick (Eq. 4.18) (dans le cas où l'on néglige la convection naturelle) nous permettant de valider la résolution de cette loi dans notre modèle numérique. Dans l'état actuel, l'interface de glace dans le domaine numérique n'évolue pas mais c'est un développement qui est envisagé pour améliorer le modèle en prenant en compte la rétroaction entre l'évolution de l'interface et l'atmosphère au sein de laquelle on observe ou pas un écoulement.

#### 4.3.2.2 Lit Plat

La couche limite de concentration est très dépendante de la couche limite dynamique. Pour des géométries simples, les caractéristiques de cette couche peuvent être prédites analytiquement [Bergman et al., 2011].

Les modélisations numériques reprennent une configuration similaire à celles présentées à la section 4.3.1.2 avec une résolution couplée de la couche limite dynamique (répondant à la solution de Blasius) et de la couche limite de concentration (Fig. 4.22).

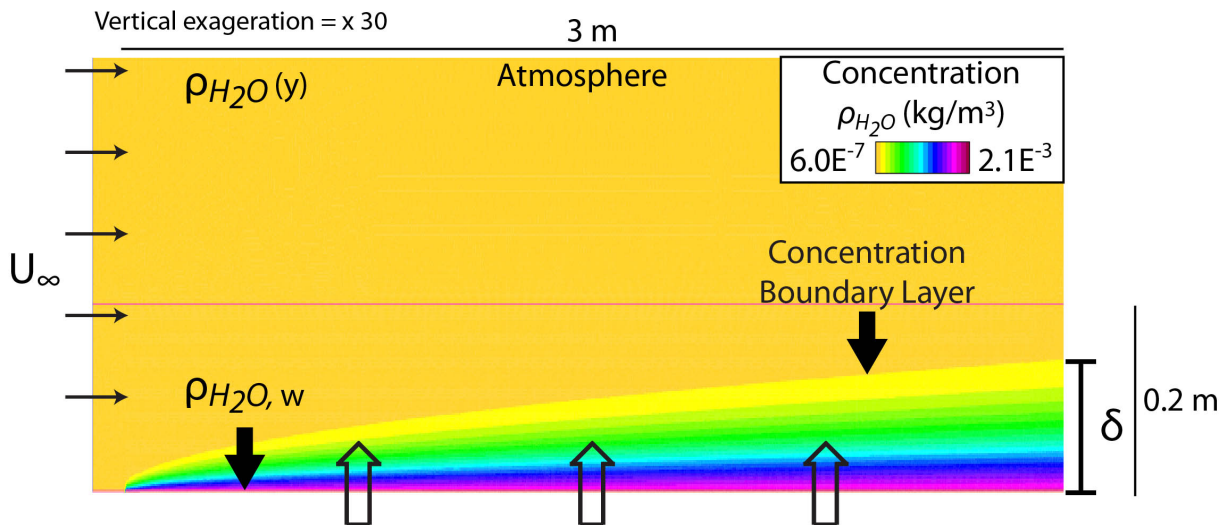


FIGURE 4.22 – Couche limite de concentration sur lit plat.  $U_{ref} = 5$  m/s. Le trait rouge, situé à  $y = 0,2$  m, correspond à la limite du compartiment plus finement maillé proche de l'interface.

L'épaisseur maximale de la couche limite de concentration  $\delta_c$  est définie pour une concentration adimensionnée égale à 0,99 (Tab. 4.1) et correspond à une distance verticale adimensionnée  $\eta_p (= y/L \times Re_x^{1/2} Sc^{1/3})$ . Cette épaisseur  $\delta_c$  se déduit de l'épaisseur de la couche limite dynamique (Eq. 4.67 - [Bianchi et al., 2004]).

$$\frac{\delta_d}{\delta_c} = Sc^{1/3} \quad (4.67)$$

Comme pour la couche limite dynamique, les profils adimensionnés verticaux d'une couche limite de concentration sont indépendants de la position horizontale et se superposent les uns aux

autres (Fig. 4.23) La pente à l'origine correspond à la pente du profil de Blasius soit 0,332. Plus la couche limite est épaisse et plus les valeurs de la distance adimensionnée  $y^*$  sont grandes.

	$\delta_d$ (m)	$\delta_c$ (m)
Valeur théorique	0,127	0,149
Valeur du modèle	0,122	0,154
Erreur (%)	3,94	3,24

TABLE 4.7 – Comparaison des épaisseurs de couches limites pour  $u = 5$  m/s,  $Sc = 0,61$  et  $x = 3$  m.

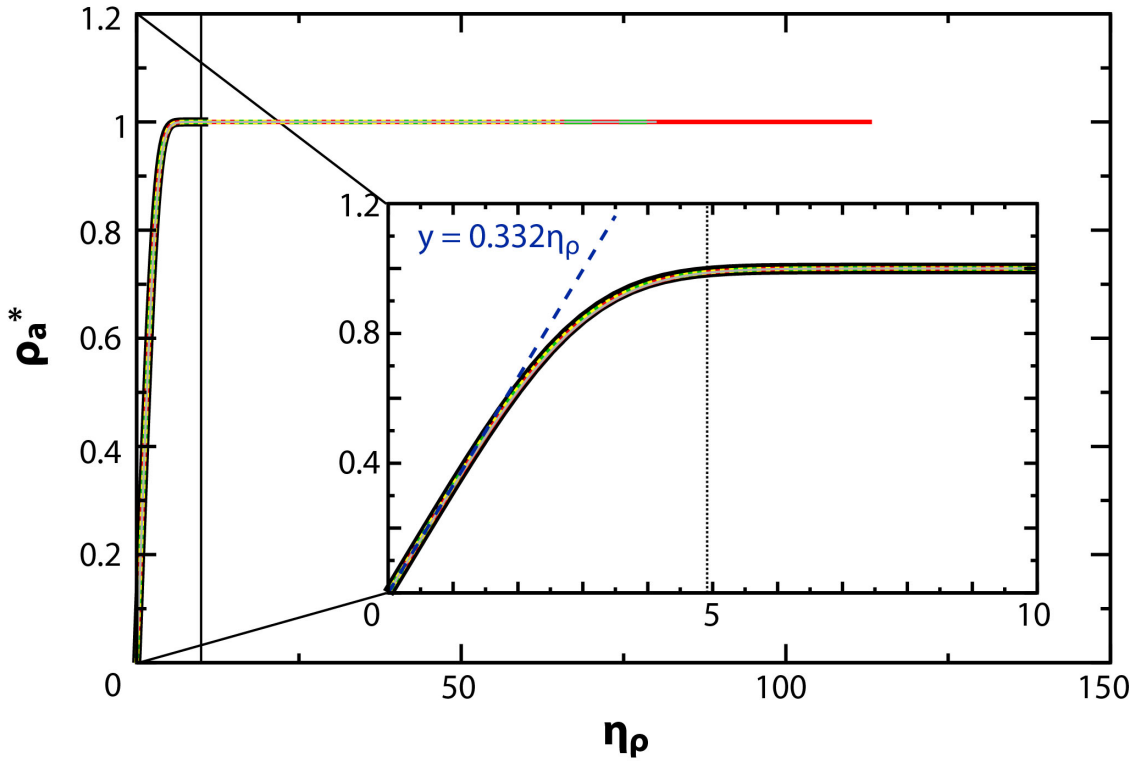


FIGURE 4.23 – Profils adimensionnés de couches limites dynamiques pour une résolution des équations par un schéma numérique dimensionné à  $x = 1$  m (trait rouge),  $x = 2$  m (tirets verts) et  $x = 3$  m (pointillés jaunes) et un schéma numérique adimensionné à  $x = 2$  m (trait gris -  $L = y_{max}$  et  $U = U_\infty$ ). Le profil analytique de Blasius apparaît en noir.

Les solutions analytiques apportent également une information sur le flux théorique d'une couche limite de concentration par le biais du nombre de Sherwood local  $Sh_x$  (Eq. 4.68) et de sa valeur moyenne,  $\overline{Sh}_L$  (Eq. 4.69) sur une longueur caractéristique  $L$ . Notre modèle permet d'évaluer correctement l'intensité des flux massiques locaux (Fig. 4.8 - Section 4.2.3.3) pour une interpolation de degré 2 et également le flux moyen à l'interface  $\Gamma_1$  (Fig. 4.24).

$$Sh_x = 0,332Re_x^{1/2}Sc^{1/3} \text{ pour } 0,5 \leq Sc \leq 50 \quad (4.68)$$

$$\overline{Sh}_L = 2 \times Sh_{x=L} = 0,664Re_L^{1/2}Sc^{1/3} \quad (4.69)$$

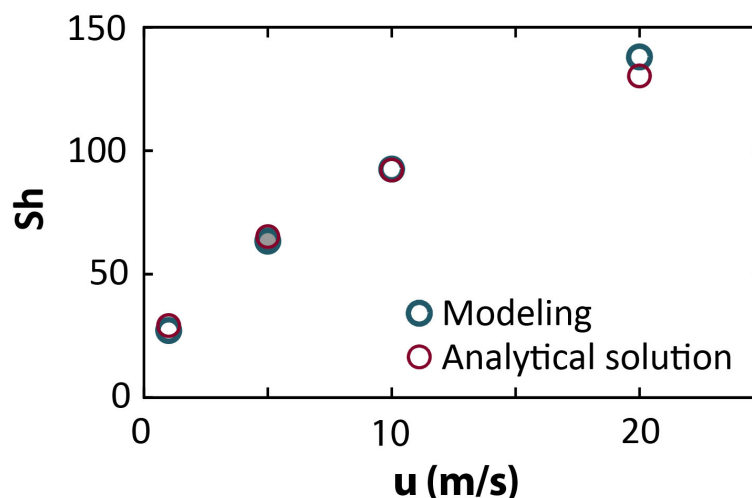


FIGURE 4.24 – Nombre de Sherwood moyen en fonction de la vitesse d'écoulement. Les simulations adimensionnées sont symbolisées par des figurés pleins (gris).

#### 4.3.2.3 Marche descendante

La dernière étape de la validation du modèle consiste à vérifier que l'écoulement déforme correctement la couche limite de concentration en présence d'une topographie. En effet, la topographie va modifier l'écoulement et les contraintes de frottement sur les parois ce qui a une forte influence sur les mécanismes de transferts [Kondoh et al., 1993]. Bien résoudre ce problème permet d'identifier les zones préférentielles d'érosion ou d'accumulation. Pour étudier cet effet nous utilisons une simulation numérique dans laquelle les champs de vitesse et de concentration sont résolus simultanément. Le domaine de résolution correspond à une configuration de marche descendante dans un canal rectangulaire analogue à ce que nous avons présenté dans la section 4.3.1.3.

La démarche est la même que précédemment. Nous comparons les résultats obtenus à ceux présentés dans la littérature. Ce problème de résolution couplée est plus généralement traité pour un champ de température à la fois numériquement et expérimentalement [Kondoh et al., 1993]. Je n'ai recensé aucun cas test pour une configuration similaire appliquée à un champ de concentration dans la bibliographie. Afin de comparer tout de même nos résultats de simulation avec des cas validés nous invoquons l'analogie entre le transfert thermique et massique [Bergman et al., 2011].

Pour cette étude nous choisissons une configuration de canal avec un rapport d'expansion  $ER$  égal à 1.50 et un maillage irrégulier (Fig. 4.25 (a)). Nous cherchons la position absolue et relative du point de rattachement  $x_r$  et du maximum de flux  $x_f$ . La longueur  $x_r$  est déterminée par l'identification de la position du rattachement ( $C_f$  redevient  $\geq 0$  après la marche) (Fig. 4.25 (b) et Fig. 4.26) et la longueur  $x_f$  est définie comme la distance où le maximum de flux se produit ( $Sh = \text{maximum}$ ) après la marche (Fig 4.25 (c) et (d) et 4.26). Les résultats obtenus sont comparés à une étude numérique effectuée par [Kondoh et al., 1993] (cas d'une paroi chauffée).

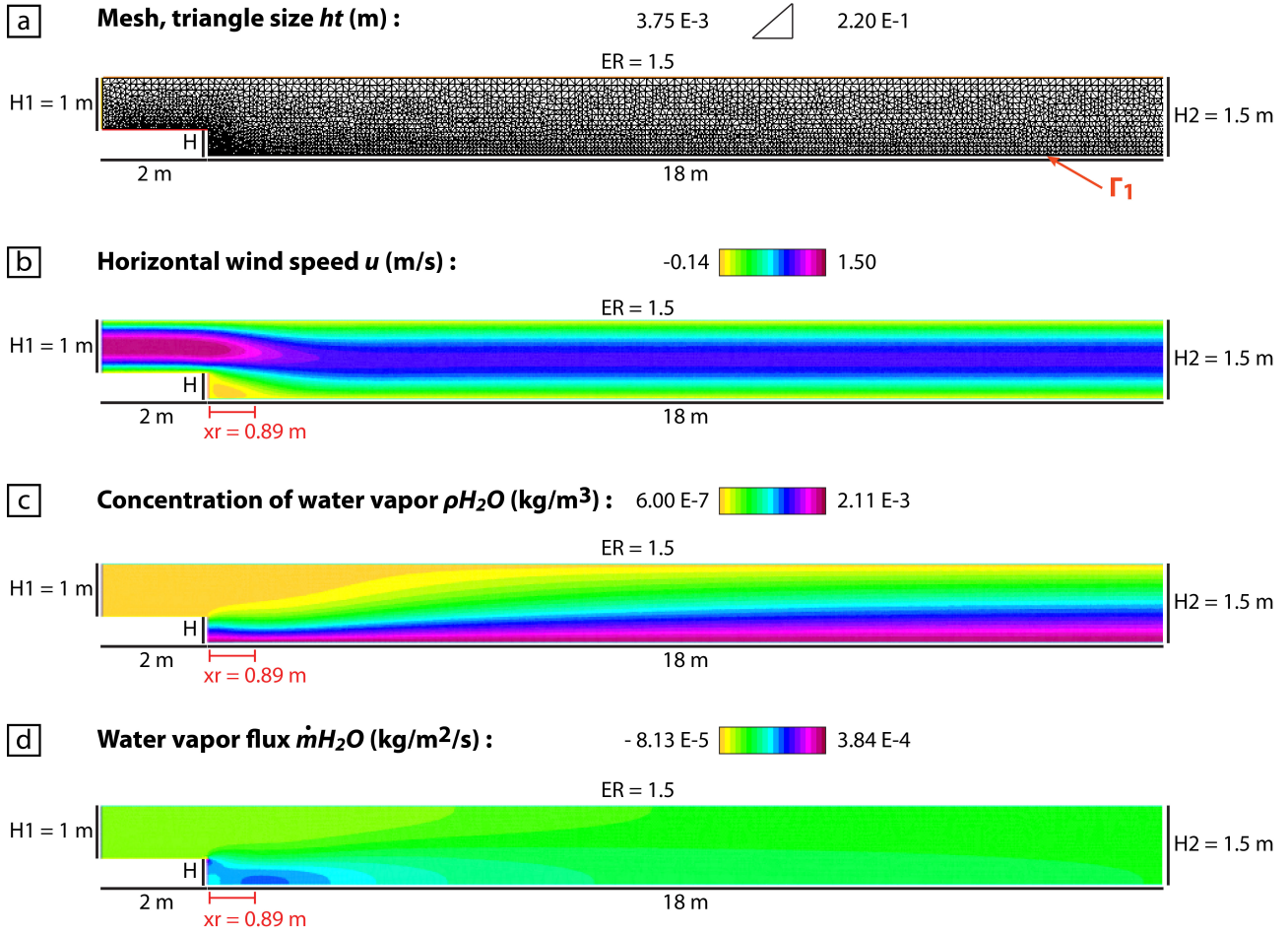


FIGURE 4.25 – Résultats obtenus pour une configuration de canal  $ER = 1.5$ , longueur = 40 m,  $Re_d = 50$  et  $Sc (\equiv Pr) = 0.7$ . Seule la première moitié du canal est présentée pour une meilleure visualisation. (a) Maillage irrégulier et plus précis sur le bord inférieur. (b) Champ de vitesse  $u$  (m/s). (c) Champ de concentration  $\rho_{H_2O}$  (kg/m<sup>3</sup>) de la vapeur d’eau dans le canal. (d) Flux de vapeur d’eau dans le canal. La longueur de rattachement  $xr$  est symbolisée par une barre rouge.

Les conditions d’entrées, initiales et sur les bords des paramètres de vitesse sont identiques à celle énoncées à la section 4.3.1.3. Le système est considéré isotherme. Dans nos tests nous imposons des concentrations aux limites arbitraires [Farahani and Lange, 2012]. On impose sur le bord  $\Gamma_1$  (Fig. 4.25 (a)) une concentration  $\rho_{H_2O,w}$ . Le champ de concentration, d’abord initialisé par une valeur uniforme, se diffuse alors dans une atmosphère de  $CO_2$  à partir du bord inférieur (Fig 4.25 (c) et (d)). Sur les autres parois horizontales du canal et en condition d’entrée, la concentration  $\rho_{H_2O}$  est fixée. Une condition de Neumann est appliquée sur la hauteur de la marche et en sortie. La concentration initiale est inférieure à la concentration imposée sur le  $\Gamma_1$  pour permettre la sublimation de cette surface.

La viscosité cinématique  $\nu$  et le paramètre de diffusion massique  $D_{a,b}$  sont fixés respectivement par  $Re_d$  (Eq. 4.62) et par le nombre de Schmidt  $Sc$  (Eq. 4.62) qui correspond, par analogie, au nombre de Prandtl  $Pr$  [Bergman et al., 2011].



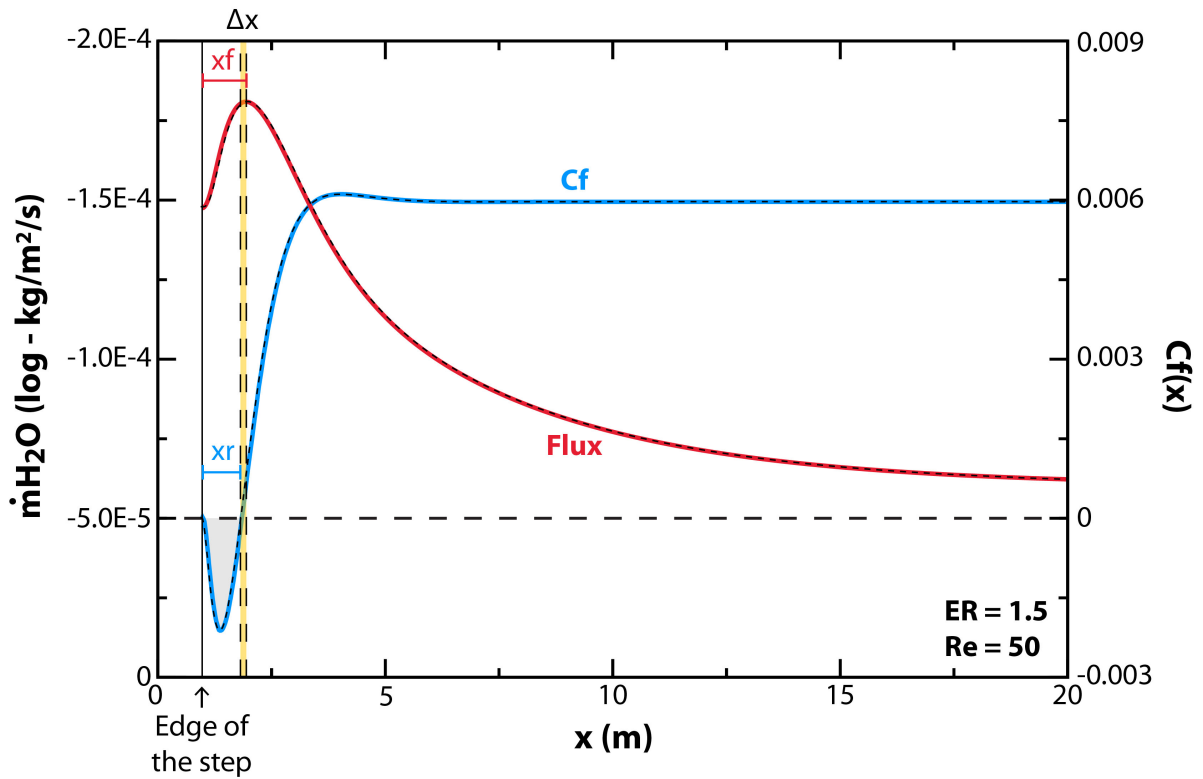


FIGURE 4.26 – Profil de la contrainte de frottement  $Cf$  (courbe bleue) calculé sur le bord  $\Gamma_1$  du canal en aval de la marche ( $x = 2$  m). Le décollement de l'écoulement se produit au niveau de la marche avant de recoller à la paroi à une distance  $x_r$ . La zone de décollement est symbolisée en gris. Profil de flux  $\dot{m}_{H_2O}$  (courbe rouge) sur le bord  $\Gamma_1$  du canal en aval de la marche ( $x = 2$  m). Le maximum de flux se produit en aval de la marche mais ne coïncide pas forcément avec la position du recollement,  $\Delta x = x_f - x_r$ . Les courbes noires pointillées correspondent aux résultats de simulations adimensionnées ( $L = H$  et  $U = U_{moy}$ ).

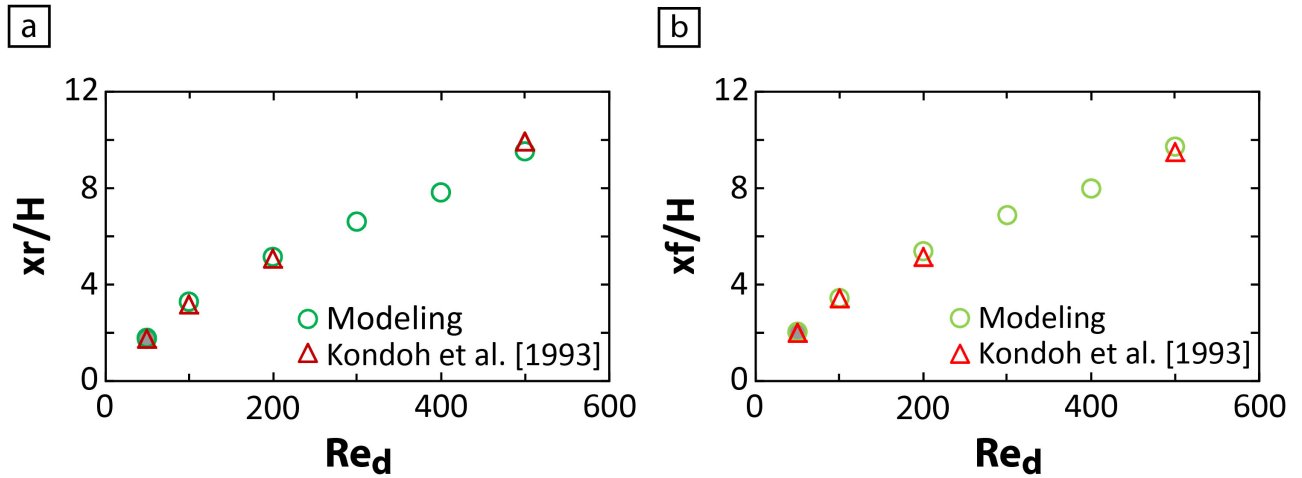


FIGURE 4.27 – (a) Longueur de rattachement  $x_r$ , normalisée par la hauteur de la marche  $H$  pour différents  $Re_d$ . (b) Longueur de maximum de flux  $x_f$ , normalisée par la hauteur de la marche  $H$  pour différents  $Re_d$ . Les résultats du modèle sont comparés à l'étude de [Kondoh et al. \[1993\]](#) pour un  $Sc = 0,7$  et  $ER = 1.50$ . Les figurés pleins (gris) correspondent à une résolution adimensionnée ( $L = H$  et  $U = U_{moy}$ ).

$Re_d$	Modèle	$xf/xr$ [Kondoh et al., 1993]	Écart (%)
50	1,14	1,14	0,01
100	1,06	1,09	3,10
200	1,06	1,02	3,03
300	1,05	-	-
400	1,03	-	-
500	1,03	0,97	6,76

TABLE 4.8 – Comparaison des rapports  $xf/xr$  pour notre modèle et les simulations de Kondoh et al. [1993] pour différents  $Re_d$  et  $ER = 1.50$ .

ER		Modèle	Kondoh et al. [1993]	Écart (%)
1.50	$xf/xr$	1,05	1,09	3,10
2.00		1,07	1,04	3,09

TABLE 4.9 – Longueur de maximum de flux  $xf$  normalisée par la longueur de rattachement  $xr$  pour différents  $ER$ . Les résultats du modèle sont comparés à l'étude de Kondoh et al. [1993] pour un  $Re_d = 100$  et un  $Sc = 0,7$ .

Les longueurs  $xr$  et  $xf$  obtenues par notre modèle révèlent une bonne concordance avec les résultats des simulations numériques [Kondoh et al., 1993] (Tab. 4.8). Les écarts des valeurs de  $xf$  normalisées par  $xr$  entre notre modèle et celui de Kondoh et al. [1993] sont inférieures à 7% (Fig. et Tab. 4.8). À noter que dans le cas de fortes topographies (i.e. marche à  $90^\circ$ ), le maximum de flux ne correspond pas au maximum de frottement  $Cf$  et ne coïncide pas strictement avec le point de rattachement (Fig. 4.26) Kondoh et al. [1993]. Pour un écoulement laminaire, plus  $Re_d$  est faible et plus le maximum de flux survient à l'aval du maximum de frottement (Tab. 4.8).

Enfin, l'augmentation du rapport d'expansion provoque une augmentation du rapport  $xf/xr$  (Tab. 4.9).

Au vu des résultats, nous pouvons confirmer que l'équation de transport-diffusion de la vapeur d'eau est correctement influencée par le champ de vitesse, lui-même contraint par la topographie.

## 4.4 Conclusion

Le transport de la vapeur d'eau au-dessus d'une surface de glace est régi par un problème de mécanique des fluides associé à un transfert de masse. Ce problème est résolu en deux dimensions, dans un domaine discrétisé, par approximation de la valeur des champs physiques de vitesses ( $u$  et  $v$ ), de concentration ( $\rho$ ) et de pression ( $p$ ). Les solutions des équations aux dérivées partielles sont approchées par la méthode des résidus pondérés selon la formulation de Galerkin.

Les cas tests réalisés avec le modèle numérique de transport-diffusion ont montré une bonne corrélation avec les solutions analytiques, les résultats expérimentaux et d'autres modélisations

numériques de la littérature.

La comparaison des résultats du modèle pour différentes variables numériques permet de définir les paramètres optimaux pour tendre vers la meilleure précision et la stabilité numérique. Ainsi, pour les modélisations, on préférera : (1) la définition d'un maillage irrégulier et compartimenté. Dans le cas de l'étude de la croissance d'une couche limite de concentration, on ajoutera une zone neutre à l'amont du bord d'attaque (en  $x \leq 0$  m). Les paramètres de discrétisation temporelle et spatiale sont judicieusement choisis en fonction des échelles typiques du problème qui dépendent de la vitesse de convection et de diffusion dans les mailles du domaine. (2) L'interpolation polynomiale à un degré 2 des champs de vitesse et de concentration et à un degré 1 pour le champ de pression permet d'atteindre une précision convenable pour un temps de convergence raisonnable des solutions numériques. (3) L'inversion des matrices par la méthode de factorisation LU assure la stabilité numérique et une résolution efficace. (4) Les termes de convection (dynamique et de concentration) sont décrits par le schéma numérique décentré à l'aval convect directement implémenté dans le logiciel FreeFEM++ car il assure la stabilité numérique. Les termes associés à la diffusion (Laplacien) sont quant à eux exprimés selon un schéma de Crank-Nicolson centré.

Grâce aux cas tests et à l'exploration des différentes variables numériques, nous pouvons affirmer que le modèle reproduit bien la géométrie des couches limites pour un écoulement laminaire incompressible. Les valeurs des flux du traceur et des contraintes du fluide porteur à l'interface entre la surface glacée et l'atmosphère sont conformes à la théorie. Enfin, le modèle peut être appliqué à des géométries variées. En effet, les cas tests ont permis de valider la résolution pour deux cas extrêmes, un lit plat et une surface avec une topographie de pente maximale  $90^\circ$ . Ainsi nous pouvons appliquer avec confiance notre modèle pour différentes configurations dans le cadre d'un écoulement laminaire.



## Chapitre 5

# Modélisation de la diffusion et du transport de la vapeur à une interface glace-atmosphère : applications

À la surface de la calotte polaire Nord de Mars, on observe des ondes de sédimentation dont la dynamique est supposée être contrôlée par une action couplée des vents et des processus de sublimation et de condensation qui se produisent au cours de l'année (Chapitre 2).

L'interaction du vent sur un lit érodable peut mener sous certaines conditions au développement de formes (de transport, d'érosion et de sédimentation) de type dunes. De telles morphologies peuvent se créer à la surface des glaciers et ce à différentes échelles. La topographie des ondes de glace va contraindre l'écoulement et affecter la répartition des flux le long de la surface topographique. Ces variations des flux de sublimation (ablation) et de condensation (accumulation) va faire évoluer le profil de la surface topographique et en retour l'écoulement va s'adapter à la nouvelle configuration.

Afin d'estimer le rôle de l'interaction entre le vent et le transfert de masse dans la dynamique de ces ondes de glace, nous adaptons le modèle de transport-diffusion développé au chapitre précédent à deux cas naturels. Dans un premier temps nous adapterons le modèle à l'étude de *ripples* de glace observées à la surface des BIA en Antarctique. Ce système est connu pour avoir un bilan de masse négatif qui est principalement contrôlé par la sublimation et le vent. Dans un second temps, nous appliquerons le modèle aux petites ondes de sédimentation de glace décrites dans le chapitre 3 à la surface de la calotte polaire Nord de Mars. Enfin, la dernière partie de ce chapitre présente les observations issues d'expériences préliminaires sur l'action couplée de la sublimation (glace carbonique) et du vent (soufflerie atmosphérique).

## 5.1 Transfert de masse associé aux ondulations décimétriques en Antarctique

### 5.1.1 *Ripples* de glace

En Antarctique, la surface des zones de glace bleue (BIA - Section 2.1.3.1) présente fréquemment de petites ondulations nommées *ripples* (Fig. 5.1) [Bintanja, 1999; Bintanja et al., 2001].



FIGURE 5.1 – *Ripples* à la surface d’une zone de BIA [Bintanja, 1999].

Le développement de ces objets est généralement attribué à la déstabilisation de la surface de glace érodable par un écoulement atmosphérique turbulent, analogue à la formation des *ripples* de sable [Gilpin et al., 1980; Allen, 1985; Charru et al., 2013]. L’émergence des *ripples* est relativement rapide puisque l’on observe le développement d’objet de 1 cm de haut en 1 mois [Bintanja et al., 2001].

Les BIA et les *ripples* associées ont été décrites par van den Broeke and Bintanja [1995]; Bintanja and van den Broeke [1995]; Bintanja [1999]; Bintanja et al. [2001] dans le secteur de *Droming Maud Land* (Fig. 2.1 (a) - Section 2.1.1.1). Les *ripples* y présentent une longueur d’onde moyenne  $\lambda$  de 20 cm et une amplitude  $A$  de 1 à 2 cm (Tab. 5.1). La crête est généralement orientée perpendiculairement à la direction principale des vents, leur migration est nulle ou lente (jusqu’à 0 à 2 cm/mois) et reste mal contrainte du fait du manque d’études [Bintanja et al., 2001]. Les BIA sont caractérisées par un bilan de masse annuel négatif et le moteur principal de l’ablation de la glace y est la sublimation. Au cours de l’été, l’altitude moyenne de la surface diminue et l’amplitude des *ripples*, qui sont des figures d’ablation, a tendance à augmenter. Généralement les plus hautes sont également celles qui grossissent le plus. Les observations attestent d’une ablation plus intense dans les creux des *ripples* qu’au niveau des crêtes.

$\lambda$ (m)	$A$ (m)	$z_0$ (m)	$u_*$ (m.s <sup>-1</sup> )	$T$ (K)	$Sc$
$2 \times 10^{-1}$	$2 \times 10^{-2}$	$7,0 \times 10^{-5}$	0,27	260	0,81

TABLE 5.1 – Paramètres caractéristiques des *ripples* sur une zone de BIA [van den Broeke and Bintanja, 1995; Bintanja and Reijmer, 2001; Bintanja et al., 2001].

Les fluctuations de vitesse de l’écoulement turbulent permettent l’émergence de structures régulières pour un nombre d’onde  $k$  qui est fonction de la viscosité du fluide  $\nu$  et de la vitesse de frottement  $u_*$  [Thomas, 1979]. Les caractéristiques des *ripples* peuvent être définies pour un nombre de  $Sc$  donné par la valeur du nombre de Reynolds de l’onde  $Re_k$  (Eq. 5.1).

$$Re_k = \frac{u_*}{\nu k} \text{ avec } k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (5.1)$$

La dynamique de ces structures de glace est très peu étudiée [Bintanja et al., 2001]. C'est pourquoi nous choisissons d'appliquer le modèle de transport-diffusion présenté au chapitre 4 à un environnement caractéristique des zones de *BIA*. L'écoulement du vent au-dessus d'une interface même faiblement ondulée crée des contraintes de frottement variables qui sont fonctions de nombreux paramètres [Bagnold, 1954; Claudin et al., 2013] et qui vont contraindre le flux de masse à l'interface [Thorsness and Hanratty, 1979a; Gilpin et al., 1980]. Ainsi, le maximum de contrainte de frottement et de flux de vapeur d'eau vont présenter un déphasage  $\Delta\Theta$  par rapport à la crête de l'ondulation topographique (Fig. 5.2). Pour cela, nous simulons le transport et la diffusion de la vapeur d'eau au-dessus d'une interface ondulée. La résolution couplée de la dynamique et de la diffusion permet de calculer la contrainte de frottement à l'interface  $\tau_p$  et le flux de vapeur d'eau à l'interface  $\dot{m}_{H_2O}$ .

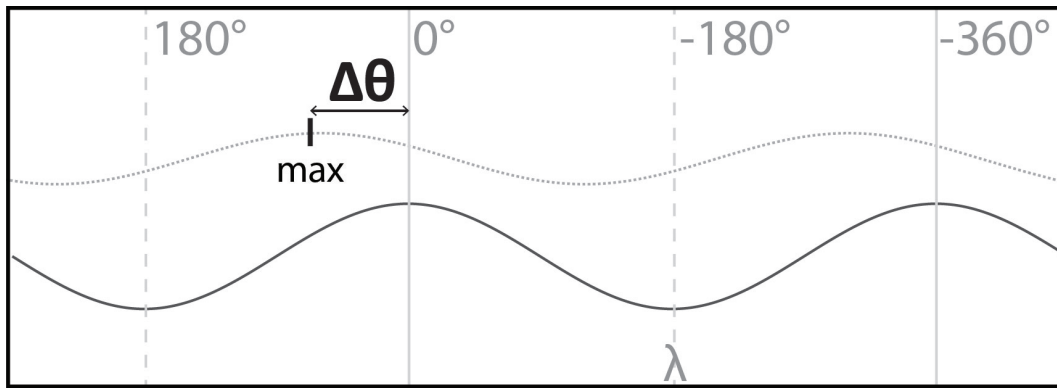


FIGURE 5.2 – Schéma de principe de la mesure de l'angle de phase  $\Delta\theta$  (°) entre la position de la crête de référence (placée à 0°) et le maximum de contrainte de frottement ou de flux (sinusoïde pointillée gris) au-dessus d'une interface topographique ondulée.

### 5.1.2 Configuration des expériences : conditions initiales et aux limites

Le modèle de résolution couplée de l'écoulement et de transport-diffusion est ici appliqué à un cas terrestre pour lequel on considère donc l'air comme le fluide porteur  $b$  et la vapeur d'eau comme le fluide traceur  $a$ .

Nous choisissons un maillage irrégulier avec un compartiment de mailles régulières à proximité de la surface. Le domaine de résolution mesure 0,5 m de haut et 0,8 m de long. Le bord inférieur  $\Gamma_1$  est une sinusoïde de longueur d'onde 20 cm. Afin de limiter les effets de bord en entrée et en sortie, on observe les deux ondulations du milieu (4 ondulations en tout).

Les zones de *BIA* sont des surfaces aérodynamiquement lisses [Bintanja, 1999]. La rugosité aérodynamique  $z_0$  de la glace est de l'ordre de  $10^{-4}$  (Tab. 5.1). Un profil de vent logarithmique (Eq. 2.5 - Section 2.1.2.1) est imposé en entrée du modèle sur la base des mesures de Bintanja and van den Broeke [1995].

La viscosité dynamique  $\mu$  de l'air à une température de 260 K [van den Broeke and Bintanja, 1995] vaut  $1,53 \times 10^{-5}$  Pa.s [Lide, 2004]. Nous adoptons une approche similaire à celle de Bintanja

et al. [2001], qui proposent un modèle très simplifié permettant d'approximer un comportement turbulent en remplaçant la viscosité cinématique  $\nu$  de l'atmosphère par une viscosité turbulente  $\nu_t$  de  $10^{-3} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  dans les équation de Navier-Stokes. Cette approximation s'applique à des cas d'études de petites échelles pour lesquels la valeur de  $Re_k$  reste inférieure à 500. Les simulations sont systématiquement réalisées pour les deux valeurs de viscosité afin d'observer l'influence de ce paramètre.

La diffusivité de la vapeur d'eau dans l'air terrestre est une fonction de la température [Cengel, 2002] (Eq. 5.2).

$$D_{H_2O,Air} = 1,87 \times 10^{-10} \frac{T^{2,072}}{p} \quad (5.2)$$

Les zones de glace bleue sont caractérisées par un bilan annuel d'accumulation négatif dominé par l'ablation de la glace par sublimation. À l'interface entre la glace et l'atmosphère, la concentration  $\rho_{w,H_2O}$  est calculée grâce à la valeur de la pression de saturation à la température de référence (Eq. 4.16 - Section 4.1.3.1). La teneur en vapeur d'eau de l'atmosphère dans la zone de *BIA* située près de *Droming Maud Land* est généralement mesurée en humidité spécifique  $SH$ . L'humidité spécifique évalue la masse de vapeur d'eau par unité de masse d'air humide (Eq. 5.3) [Peixoto and Oort, 1996]. Cette expression permet d'évaluer la pression partielle de la vapeur d'eau  $p_{H_2O}$  à proximité de la surface. van den Broeke and Bintanja [1995] et Bintanja and Reijmer [2001] mesurent une valeur de l'humidité spécifique à proximité de la surface comprise entre 0,85 et 1,22  $\text{g.kg}^{-1}$ . La pression partielle obtenue est alors inférieure à la pression de saturation pour la température de surface considérée. Le système est donc bien en sublimation.

$$SH = \frac{\chi p_{H_2O}}{p_{Air} - ((1 - \chi)p_{H_2O})} \quad (5.3)$$

Avec  $\chi = R_{Airsec}/R_{H_2O} = 0,622$  [Peixoto and Oort, 1996].

Au cours de la simulation, la vapeur d'eau se diffuse dans le domaine numérique et le calcul s'arrête lorsque la couche limite de concentration satisfait la loi qui la lie à l'épaisseur de la couche limite dynamique en fonction du nombre de  $Sc$  (Eq. 4.67 - Section 4.3.2.2).

### 5.1.3 Déphasage de la contrainte de frottement en fonction du rapport d'aspect

Les simulations numériques sont réalisées pour un écoulement avec une comportement laminaire dont on fait varier la viscosité, avec la viscosité dynamique de l'air à  $\nu = 1,53 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$  et une viscosité constante à  $\nu_t = 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$  en accord avec le modèle proposé par Bintanja [2001]. Les équations utilisées sont valable pour des configurations laminaires, c'est-à-dire pour lesquelles le  $Re_k$  ne dépasse pas 500. Pour des valeurs plus importantes, il faudra utiliser des modèles de turbulence adaptés. Étant donné que le choix fait sur la condition d'entrée est d'imposer un profil de type logarithmique, il existe un effet d'entrée, c'est pourquoi les résultats sont présentés sur les deux ondulations du domaine numérique (4 ondulation en tout).

On fait varier également le rapport d'aspect  $AR$  de la topographie ondulée : la longueur d'onde reste fixe ( $\lambda = 0,2 \text{ m}$ ) tandis que l'amplitude  $A$  varie de telle sorte que l'on obtient des rapports d'aspect de 1%, 4% et 10%. La contrainte pariétale et le flux de vapeur d'eau calculés à l'interface sont normalisés ( $\tau_n$  et  $\dot{m}_{H_2O n}$ ) par leurs valeurs calculées pour des configurations similaires sur un lit plat ( $\Gamma_1$  est une droite).

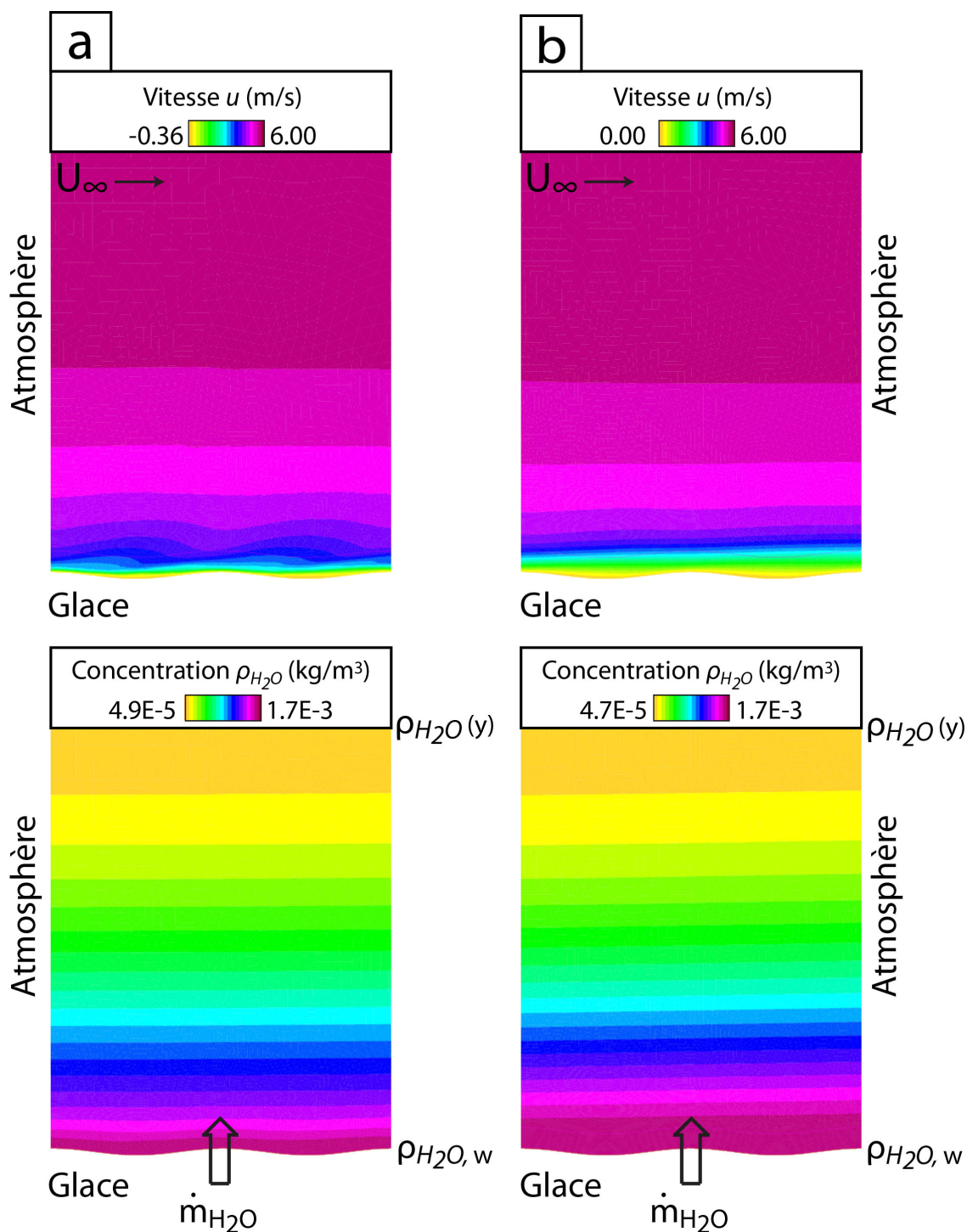


FIGURE 5.3 – Convection et diffusion de la vapeur d’eau dans une atmosphère terrestre le long d’une surface topographique ondulée. La longueur d’onde  $\lambda$  des ondes topographique est 0,2 m et le rapport d’aspect  $AR$ . Le domaine mesure 0,5 m de haut et 0,8 m de long. La visualisation du résultat est centrée sur les deux ondulations du milieu (quatre ondulations en tout). (a) Couche limite dynamique (haut) et de concentration (bas) pour une viscosité  $\nu = 1,53 \times 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ . (b) Couche limite dynamique (haut) et de concentration (bas) pour une viscosité  $\nu = \nu_t = 10^{-3} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ .

### 5.1.3.1 Résultats



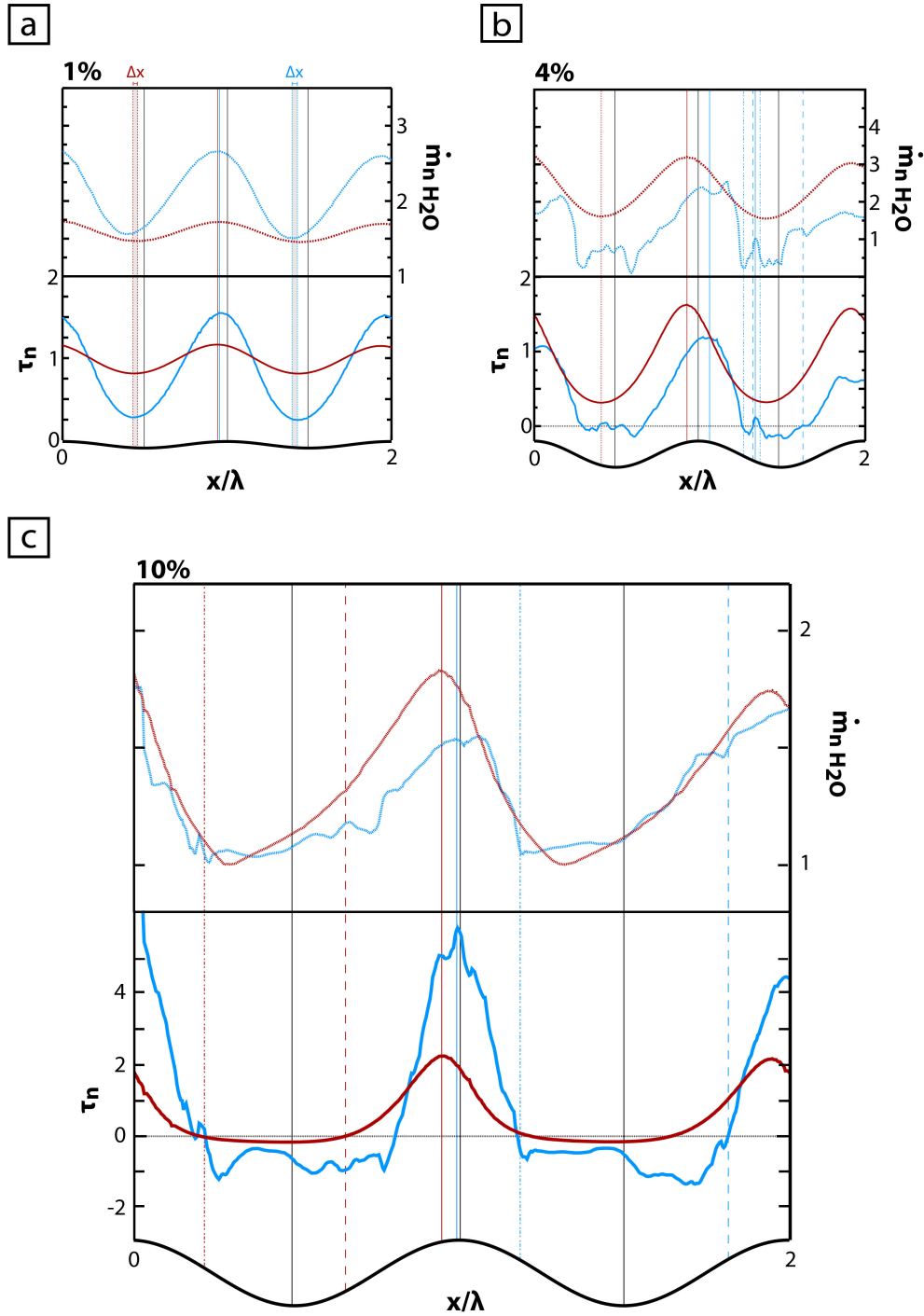


FIGURE 5.4 – Évolution de la contrainte de frottement normalisée  $\tau_n$  (traits pleins) et du flux de vapeur normalisé  $\dot{m}_{H_2O}$  (pointillés) le long d’une interface ondulée pour différentes viscosités de l’atmosphère et différents rapports d’aspect  $AR$  de l’ondulation topographique. Les valeurs obtenues à l’interface sont normalisées par leurs valeurs sur une surface plane. L’axe horizontal est normalisé par la longueur d’onde choisie,  $\lambda = 0,2 \text{ m}$ . La longueur d’onde est fixe pour les rapports d’aspect 1% (a), 4% (b) et 10% (c). Les simulations sont réalisées pour une viscosité  $\nu = 1,53 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  (bleu) et une viscosité  $\nu = \nu_t = 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  (rouge). Les traits verticaux pleins indiquent la position du maximum de contrainte de frottement, les pointillés indiquent la position du minimum de flux de vapeur, les tirets-points indiquent la position d’une zone de décollement et les tirets indiquent la position d’une zone de recollement pour la viscosité classique (bleue) et turbulente (rouge). Les traits noirs marquent la position de la crête centrée à  $0^\circ$  et des creux à  $180^\circ$  (creux amont) et  $-180^\circ$  (creux aval).



**Rapport d'aspect de 1% (Fig. 5.4 (a)) :** La présence d'une interface ondulée se répercute sur les profils de contraintes de frottement et de flux de vapeur à l'interface de telle sorte qu'ils présentent une évolution sinusoïdale, de longueur d'onde similaire à celle de l'ondulation mais d'amplitude différente. La réponse de l'écoulement à la présence d'une interface faiblement ondulée est donc linéaire. La contrainte de frottement normalisée  $\tau_n$  oscille autour de 1 pour les différentes viscosités. En revanche, la valeur du flux normalisé  $\dot{m}_{H_2O_n}$  oscille autour d'une valeur constante mais celle-ci est plus élevée (entre 1 et 3). Ce comportement n'est pas compris car le flux comme la contrainte normalisée à la valeur du lit plat devraient osciller autour de l'unité [Thorsness and Hanratty, 1979a]. Ce comportement peut être lié à l'effet de relaminarisation de la couche limite dynamique (mais dans ce cas cela devrait affecter également la contrainte de frottement) ou à un problème de définition de la condition d'arrêt. Cet effet est observé pour toutes les simulations au-dessus d'une interface ondulée.

L'amplitude des oscillations est plus importante pour le cas à faible viscosité que pour le cas avec une viscosité plus forte et traduit le degré d'inertie des fluides (nombre de  $Re$ ). Le fluide plus visqueux inhibe les effets inertiels tandis que le fluide peu visqueux est facilement déformable.

Le fluide est comprimé à l'amont de la crête des ondulations ce qui provoque une accélération de l'écoulement, puis il subit une extension qui le ralentit et diminue la contrainte de frottement. Le maximum de vitesse (et de contrainte de frottement) est atteint avant le sommet de la crête. On observe donc un déphasage  $\Delta\theta$  (Fig. 5.19 (a)) de la contrainte de frottement par rapport à l'ondulation topographique qui vaut  $14^\circ$  et  $19^\circ$  respectivement pour la faible viscosité et la forte viscosité. Cette faible variation entre les angles peut être une conséquence soit de la variation de la viscosité en termes purement dynamiques [Thorsness and Hanratty, 1979a] ou en termes numériques (variation de la diffusion numérique dans les mailles) ; elle peut être aussi liée à une incertitude sur le maillage. Ces remarques semblent aller dans le sens d'un problème numérique.

Les maxima de flux de vapeur coïncident parfaitement avec les maxima de contrainte. Les flux de vapeur les plus forts sont donc localisés à l'amont des crêtes. Néanmoins, le minimum de flux présente un léger décalage  $\Delta x$  avec le minimum de contrainte pour les deux viscosités testées. Ce décalage n'est pas expliqué. La faible contrainte dans la dépression ne permet peut être pas de bien contraindre la position du flux. En effet il n'y a pas de raisons pour lesquelles les flux minima et maxima aient un comportement différent dans le cas d'une instabilité linéaire.

**Rapport d'aspect de 4% (Fig. 5.4 (b)) :** L'augmentation de l'amplitude  $A$  des ondes engendre des comportements très différents pour les écoulements visqueux (rouge) et peu visqueux (bleu).

Le comportement linéaire de l'écoulement visqueux est comparable à celui observé pour les simulations au-dessus des ondes avec un rapport d'aspect de 1% (Fig. 5.4 (a)). La contrainte de frottement normalisée  $\tau_n$  et le flux normalisé  $\dot{m}_{H_2O_n}$  oscillent en phase. Dans ce cas les maxima et les minima de contrainte et de flux coïncident parfaitement. Les maxima des deux quantités présentent un déphasage de l'ordre de  $21^\circ$  vers l'amont par rapport à l'ondulation topographique. On note également que l'amplitude des oscillations augmente avec le rapport d'aspect. À 4% les minima et maxima de flux sont amplifiés d'environ 30% par rapport à un lit plat.

En revanche, le comportement de l'écoulement pour un fluide moins visqueux est très différent. L'augmentation du rapport d'aspect engendre l'apparition de non linéarités et d'instabilités qui compliquent la description des profils. La contrainte de frottement pariétal présente par endroit des valeurs négatives, ce qui indique un décollement de la couche limite dynamique au-dessus des ondulations. Deux décollements successifs se produisent (à  $-260,3^\circ$  et  $-223,2^\circ$ ). Les points de décollement correspondent à des minima de valeurs de flux de vapeur. À l'inverse, les points de recollement (à  $-238^\circ$  et  $-130^\circ$ ) ne correspondent pas à des maxima de transfert de masse. L'influence de ce phénomène se traduit par une légère inflexion visible le long du profil. Le maximum de flux

coïncide avec le maximum de contrainte de friction. Cette observation est contraire à ce que l'on observe pour les cas tests de la marche descendante (Section 4.3.1.3) où le maximum de transfert de masse est atteint à proximité du point de recollement de l'écoulement. Cette différence peut être attribuée au fait que la topographie à l'aval de la marche est plate et ne contraint pas l'écoulement, contrairement au cas considéré ici pour lequel l'écoulement est excité par une série d'ondulations.

La particularité notable de cette simulation est que le maximum de contrainte se produit à l'aval de la crête selon un angle de phase de l'ordre de  $-28^\circ$ .

**Rapport d'aspect de 10% (Fig. 5.4 (c)) :** Le rapport d'aspect de 10% correspond à celui des *ripples* observées sur une zone de BIA [Bintanja et al., 2001]. Dans ce cas, on observe un décollement net de l'écoulement pour les deux configurations. Les points de décollement se produisent à  $67,7^\circ$  et  $81^\circ$  respectivement pour une atmosphère de viscosité  $1,53 \times 10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$  et de viscosité  $10^{-3} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ . La zone de recirculation est située dans le creux et le recollement se produit sur la face amont de l'onde suivante (à  $-237^\circ$  pour l'écoulement visqueux et  $-298^\circ$  pour la faible viscosité). Dans le cas où l'écoulement est laminaire, le point de décollement coïncide avec la position du minimum de flux de vapeur. Ce n'est pas le cas lorsque l'écoulement est turbulent : le minimum de flux de vapeur se produit toujours sur la face aval mais légèrement à l'aval du décollement.

Dans les deux cas, le décollement engendre une asymétrie de la répartition des flux de vapeur : le maxima est centré sur le maximum de contrainte de frottement et le minimum de flux est contraint par le point de décollement. Le profil de la contrainte de frottement est relativement plat dans la zone de décollement de l'écoulement pour les deux configurations.

On observe un déphasage  $\Delta\theta$  de la contrainte de frottement vers l'amont, de  $14^\circ$  pour le régime turbulent et de  $3^\circ$  pour la viscosité terrestre (confondue avec la position de la crête).

**Synthèse :** Le comportement de l'écoulement à la viscosité  $\nu = 1,5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$  présente des réponses très différentes en fonction de l'amplitude des ondulations topographiques. Lorsque le rapport d'aspect est faible, la réponse de l'écoulement est linéaire et oscille conformément à la topographie (Fig. 5.5) [Thorsness and Hanratty, 1979a; Charru et al., 2013]. Néanmoins, les modèles de Thorsness and Hanratty [1979a] prédisent des déphasages amont de l'ordre de  $60^\circ$  à  $80^\circ$  pour des paramètres identiques à ceux que nous avons adoptés. Ces valeurs sont bien supérieures à celle que nous obtenons ( $14^\circ$ ). Cette différence peut être due au fait que pour cette configuration de modélisation, les échelles typiques du problème s'écartent des valeurs optimales de précision et de stabilité (Section 4.2.5). Une modification du maillage pourrait permettre d'améliorer la solution. De plus, pour ce cas la valeur  $Re_k$  vaut 561 ce qui est supérieure à la valeur du régime turbulent ( $Re_k = 500$ ). Ainsi, il est peut être nécessaire d'utiliser un modèle de turbulence de type longueur de mélange pour une meilleure précision.

Pour des rapports d'aspect de 4% et 10%, des effets non linéaires apparaissent (ainsi que des instabilités numériques) qui affectent fortement le déphasage de la contrainte de frottement et du flux de vapeur d'eau par rapport à l'ondulation topographique. Le déphasage à l'aval de la crête (Fig. 5.4 (b)) est surprenant pour cette longueur d'onde et cette vitesse de frottement (Tab. 5.1). Il reste pour le moment non compris. Une vérification des conditions de stabilité, des tests supplémentaires et des comparaisons avec les données de la littérature sont donc nécessaires pour valider ce résultat.

Lorsque la réponse de l'écoulement est linéaire (à 1% et 4%), la contrainte de frottement pariétale et le flux de vapeur à la paroi oscillent (Fig. 5.5) en phase et présentent un déphasage à l'amont de la crête de l'onde de l'ordre de  $\approx 20^\circ$ . La variation de l'amplitude de l'onde n'affecte pas le déphasage de l'écoulement et du transfert de masse mais affecte en revanche l'intensité des oscillations.

L'approximation proposée par [Bintanja et al., 2001] avec une viscosité constante à  $\nu_t = 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ , fournit des résultats cohérents avec les modélisations d'écoulements ayant un comportement linéaire au-dessus de surfaces ondulées [Thorsness and Hanratty, 1979a; Henn and Sykes, 1999; Charru et al., 2013].

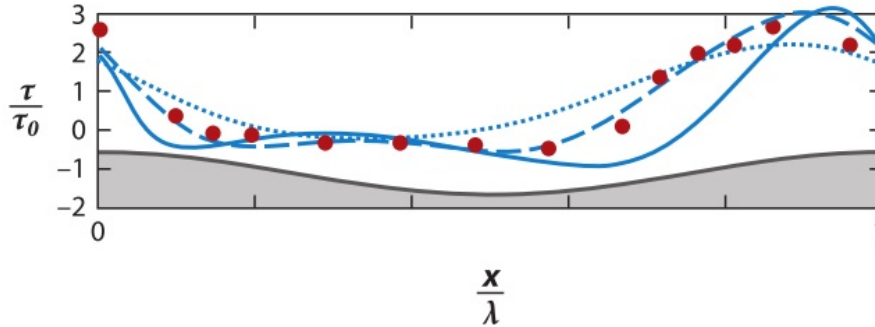


FIGURE 5.5 – Contrainte de frottement pariétale normalisée au-dessus d'une interface ondulée (trait gris). La longueur  $x$  est normalisée par la longueur d'onde  $\lambda$ . Les résultats sont obtenus par mesures expérimentales (points rouges [Buckles et al., 1984]) et par simulations grandes échelles (*Large-Eddy Simulation*) pour des rapports d'aspect de 1,25% (pointillés bleus), 10% (tirets bleus) et 20% (ligne bleue) [Henn and Sykes, 1999]. Figure extraite de Charru et al. [2013].

Les modèles d'évolution de l'écoulement au-dessus d'une topographie ondulée [Thorsness and Hanratty, 1979a; Henn and Sykes, 1999; Charru et al., 2013] permettent de prédire la valeur du déphasage en fonction des paramètres physiques (Eq. 5.1). Le nombre de  $Re_k$  pour cette configuration vaut  $1,16 \times 10^{-1}$  (Régime laminaire). Cette valeur est en dehors de la gamme traitée par Thorsness and Hanratty [1979a] (Fig. 5.6). Néanmoins, la tendance de la modélisation de la valeur du déphasage et des points expérimentaux apparaît cohérente avec notre résultat ce qui indique que notre modèle permet de résoudre le problème pour un régime d'écoulement laminaire.

L'apparition d'effets non linéaires (Fig. 5.4 (c)) provoque la diminution de l'angle de phase de la contrainte de frottement et du flux à la paroi par rapport à l'ondulation topographique [Henn and Sykes, 1999; Charru et al., 2013]. En effet, dans nos simulations nous observons une migration du maximum de contrainte de  $\approx 20^\circ$  (rapports d'aspect à 1% et 4%) à  $14^\circ$  (rapport d'aspect à 10%). De plus, le décollement de la couche limite à l'aval de la crête affecte la forme du profil de contrainte pariétale  $\tau_n$  qui n'a plus une réponse sinusoïdale. La contrainte de frottement, pour un rapport d'aspect à 10%, mesurée entre les points de décollement et de recollement reste relativement constante (Fig. 5.4 (c)), ce qui est en accord avec les simulations *LES* (*Large Eddy Simulation*) réalisées pour un même rapport d'aspect par Henn and Sykes [1999] (Fig. 5.5). L'asymétrie de la contrainte de frottement pariétale engendre l'asymétrie de la répartition des flux de vapeur à l'interface avec un maximum de flux qui coïncide avec le maximum de contrainte et un minimum de flux qui se produit sur la face aval, juste après le décollement de l'écoulement. Pour cette configuration à 10%, le recollement de l'écoulement sur la face amont suivante a peu d'influence sur la valeur du flux de vapeur d'eau.

Afin de valider le modèle, de nouveaux tests doivent être réalisés sur une gamme de nombres d'onde plus large [Thorsness and Hanratty, 1979a].

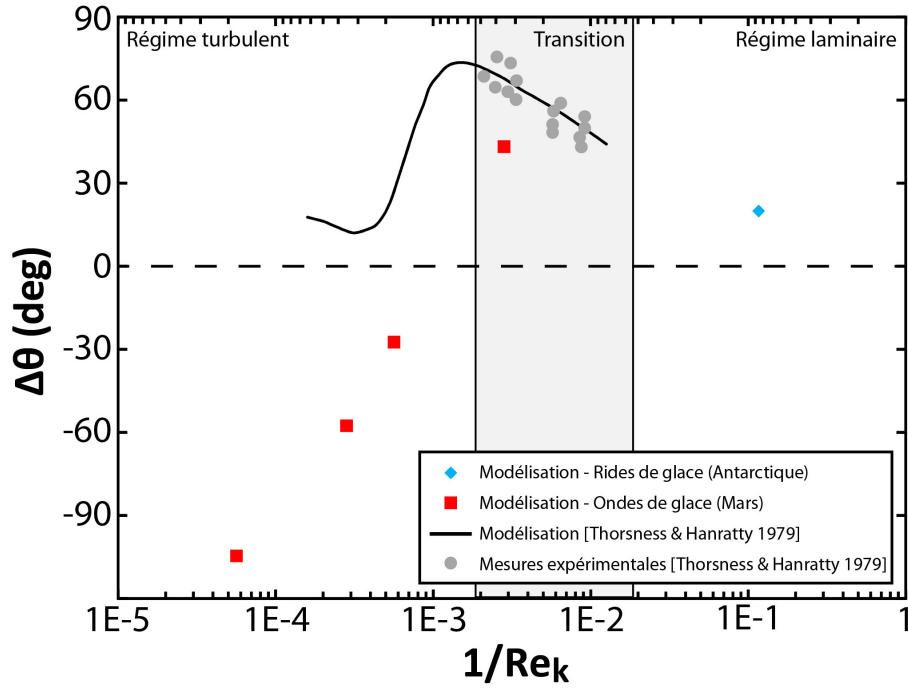


FIGURE 5.6 – Évolution du déphasage  $\Delta\theta$  (deg) de la contrainte de frottement pariétale  $\tau_p$  en fonction de l'inverse du nombre de  $Re_k$  pour un modèle de stabilité linéaire (courbe noire [Thorsness and Hanratty, 1979a]), des points expérimentaux (points gris [Thorsness and Hanratty, 1979a]), résultat de notre modèle de transport-diffusion appliqué au *ripples* de l'Antarctique pour un rapport d'aspect de 4%,  $\lambda = 0,02$  m et  $\nu = 1 \times 10^{-3}$  m.s $^{-2}$  (losange bleu). Résultat du modèle de transport-diffusion appliqué aux petites ondes de sédimentation martiennes pour un rapport d'aspect de 2‰ (variation de la longueur d'onde),  $\nu = 6,64 \times 10^{-4}$  m.s $^{-2}$  (carrés rouges). Les paramètres et les résultats de ces simulations sont discuté à la section 5.2.3.3. Le cadre gris délimite la transition entre le régime d'écoulement laminaire et le régime d'écoulement turbulent.

### 5.1.3.2 Interprétation et discussion

Parmi les simulations numériques effectuées, la configuration qui se rapproche le plus des *ripples* observées sur les zones de BIA antarctiques est celle réalisée par l'approximation d'un régime turbulent au-dessus d'une surface ondulée avec un rapport d'aspect de 10% (Fig. 5.4 (c)).

Les résultats indiquent que le maximum de contrainte de frottement et de flux de vapeur induite par l'écoulement se produit à l'amont de la crête pour un nombre d'onde  $k = 31,4$  m $^{-1}$  (Tab. 5.1). Ce déphasage à amont doit provoquer la migration de la forme. Les taux de sublimation sont plus intenses sur la face amont que sur la face aval et les *ripples* de glace doivent migrer dans le sens du vent.

Bintanja et al. [2001] observent effectivement une migration de certaines *ripples* dans le sens du vent de l'ordre de 2 cm/mois (pour les autres il n'observe pas de migration durant le temps d'observation). Ses calculs théoriques prédisent une migration à contre sens du vent. Néanmoins, pour calculer la position du déphasage, ils utilisent un code de stabilité linéaire qui ne permet pas de prendre en compte les zones de décollement, contrairement à notre code numérique. Le manque de mesure de terrain ne permet pas de s'assurer du sens de migration des *ripples*.

Nos résultats indiquent que le maximum de flux se produit à l'amont de la crête et sur la partie supérieure des *ripples* (à 20°). Ceci devrait provoquer à long terme une ablation des *ripples* puisque la sublimation (donc l'ablation) est plus intense sur la crête que dans la dépression. Ce résultat est

contradictoire avec les observations de croissance et les calculs réalisés par [Bintanja et al., 2001] qui observent une ablation plus intense dans les dépressions que sur les crêtes.

Nous pouvons envisager plusieurs explications :

- Les paramètres que nous avons choisis (Tab. 5.1) ne représentent pas bien les conditions physiques réelles de la zone et altèrent le résultat. En effet, les paramètres que nous avons choisis ne permettent pas de respecter la relation proposée par Thomas [1979] (Eq. 5.1) pour ces formes. Une rugosité aérodynamique adaptée à la viscosité et à la longueur d'onde est indispensable pour pouvoir comparer nos résultats avec certitude. La variation de ce paramètre n'a pu être effectuée au cours de cette thèse bien qu'elle influe sur la valeur de l'angle de phase [Thorsness and Hanratty, 1979a].
- Le rôle du vent dans la formation des *ripples* est avéré [Bintanja, 1999; Bintanja et al., 2001] mais des mécanismes additionnels favorisant la croissance des *ripples* de glace peuvent intervenir. La campagne d'observation de Bintanja et al. [2001] a été réalisée durant l'été lorsque l'insolation est la plus forte et la sublimation domine le bilan de masse de surface. Ces deux facteurs sont à l'origine de figures morphologiques de petites tailles tels que les cupules d'ablation (*suncups*) et les pénitents, caractérisés par une ablation de la glace plus intense dans les dépressions [Betterton, 2001]. Il est envisageable par exemple que les *ripples* se forment par déstabilisation du lit de glace érodable par des tourbillons turbulents [Thorsness and Hanratty, 1979b] et grossissent en été grâce à l'effet de l'insolation. Bintanja et al. [2001] notent que dans certaines zones d'observation des formes ressemblent plus à des cupules qu'à des *ripples*. Le manque d'observation sur plusieurs saisons ne permet pas de confirmer cette hypothèse.
- Lorsque le nombre  $Re_k$  augmente, des modèles de turbulence adaptés doivent être utilisés. Dans le cas où le comportement est linéaire, des modèles avec une viscosité turbulente basée sur la longueur de mélange donne une bonne description de l'écoulement [Charru et al., 2013]. Cependant, pour des géométries présentant un rapport d'aspect  $> 4$  %, l'existence de zone de recirculation nécessite l'utilisation de modèles avec une loi de comportement non linéaire.

### 5.1.4 Conclusion

L'étude de l'écoulement et du transfert de vapeur au-dessus d'une surface de glace ondulée à l'échelle décimétrique, en conditions terrestres, permet de confirmer la bonne réponse du modèle en présence d'une topographie ondulée. Les résultats obtenus montrent que la topologie de l'écoulement est bien reproduite, et en particulier, le comportement de la contrainte et du flux sont conformes aux modélisations d'instabilité linéaire et aux modèles de turbulence *LES*. On constate que lorsque  $Re_k$  augmente, les conditions d'application du modèle sont difficilement respectées ce qui engendre de nombreuses instabilités. Pour les géométries testées, le flux de vapeur d'eau à l'interface est fortement contraint par l'écoulement, le maximum étant atteint lorsque la contrainte de frottement est maximale et cela même lorsque l'écoulement décolle. Cette contrainte maximale se produit à l'amont de la crête.

En condition de sublimation de la glace, nous prédisons une migration dans le sens du vent des *ripples* et à long terme une ablation de ces formes si aucun autre processus physique n'entre en jeu. Le manque de mesures de terrain et d'observations annuelles de ces formes ne permet pas de confirmer avec certitude les résultats obtenus. De nouvelles simulations pour une gamme plus large de paramètres sont nécessaires pour s'assurer de la validité du modèle.



## 5.2 Flux de vapeur d'eau à la surface de la calotte Nord de Mars

Les échanges de vapeur d'eau entre la surface et l'atmosphère jouent un rôle prépondérant dans la dynamique glaciaire martienne [Howard, 2000; Ivanov and Muhleman, 2000]. Comme nous l'avons expliqué au chapitre 3, les processus de redistribution de la glace par le vent conduisent à des variations spatiales de son accumulation et à la formation de grandes et de petites ondes de sédimentation. Compte-tenu des conditions atmosphériques à la surface de la calotte polaire Nord de Mars (Section 2.2.3.2), on suppose ici que cette redistribution est liée au transport de la vapeur par le vent au-dessus de la surface glacée. Dans ce cas, les processus d'ablation par sublimation et d'accumulation par condensation doivent être pris en compte pour étudier l'évolution morphologique de la surface glacée.

Dans cette section, le modèle de transport-diffusion est donc adapté à l'étude des flux de vapeur à la surface de la calotte polaire Nord de Mars. Le fluide porteur  $b$  correspond alors à l'air martien que l'on considère composé uniquement de  $CO_2$  et le traceur  $a$  est la vapeur d'eau qui sublime et condense à la surface. Nous étudions l'influence des processus d'accumulation et d'ablation sur l'évolution d'une surface de glace ondulée. Cette application vise à comprendre la dynamique des petites ondes de sédimentation martiennes. On rappelle qu'à la surface de la calotte polaire Nord de Mars, le rapport d'aspect des petites ondes de sédimentation est de l'ordre de 2‰.

### 5.2.1 Paramètres du modèle

#### 5.2.1.1 Vent

Le vent à la surface de la calotte polaire Nord de Mars est modélisé grâce aux équations de continuité (Eq. 4.4) et de Navier-Stokes (Eq. 4.7) pour un fluide incompressible. Les interactions entre la surface de la glace et l'atmosphère affectent la couche limite atmosphérique au sein de laquelle les vents catabatiques se développent. Ainsi, on définit l'épaisseur de la couche limite dynamique dans le modèle numérique comme la hauteur correspondant au maximum de vitesse atteint par les vents catabatiques. Au-dessus de la calotte polaire Nord de Mars, une valeur de 100 m est raisonnable d'après le modèle méso-échelle (Fig. 3.38). Au sein de cette couche, le mélange turbulent au cours de la journée est suffisamment efficace pour homogénéiser la température de la couche limite (Fig. 5.8). Le gradient de température sur les 100 premiers mètres à  $L_s = 120^\circ$  est inférieur à  $2 \times 10^{-2}$  K/m ce qui engendre une variation de la masse volumique du  $CO_2$  négligeable. Cette observation nous permet de considérer la masse volumique du fluide porteur  $\rho_{CO_2}$  constante pour nos modélisations.

De plus, le nombre de Mach  $Mc$  permet de distinguer les écoulements de fluides compressibles et incompressibles (Eq. 5.4 et 5.5) [Chassaing, 2000a].

$$Mc = \frac{U_\infty}{c} \quad (5.4)$$

Avec

$$c = \sqrt{\frac{\gamma_{CO_2} RT}{m_{CO_2}}} \quad (5.5)$$

L'index adiabatique du gaz  $\gamma_{CO_2}$  vaut 1,29 pour le  $CO_2$  [Lide, 2004]. En considérant une température de l'atmosphère de 220 K et une vitesse de vent moyen de 10 m/s à  $y = 100$  m, on obtient

un nombre de Mach de 0,04. Cette valeur est inférieure au seuil de 0,2 au-delà duquel la prise en compte de la compressibilité du fluide dans les calculs modifie le résultat de plus de 1% [Chassaing, 2000a]. Pour les mêmes conditions, une vitesse de  $\sim 50$  m/s serait nécessaire pour atteindre le domaine de compressibilité.

Le mélange turbulent des couches fluides à proximité de la surface et la faible valeur de  $Mc$  nous permettent donc de justifier le traitement du problème dynamique avec l'approximation de Boussinesq pour un fluide incompressible.

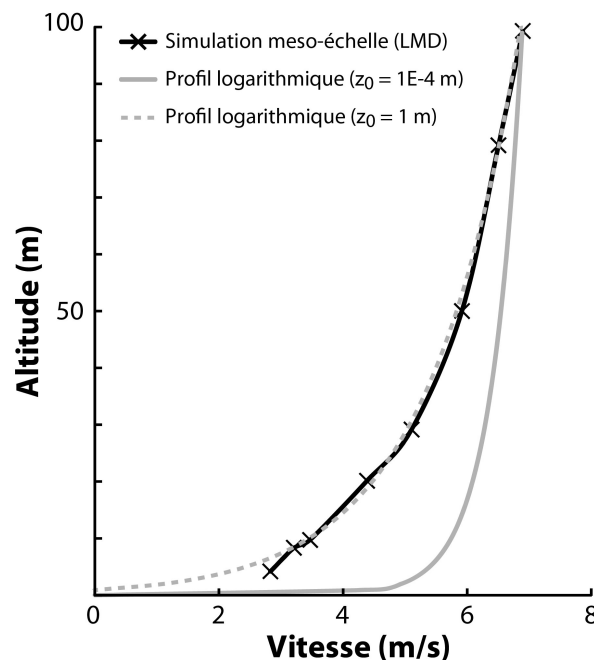


FIGURE 5.7 – Profils de vitesse au-dessus de la calotte polaire Nord de Mars. Comparaison entre un profil de vent à  $L_s = 90^\circ$  (Fig 3.38 b) obtenu par une simulation numérique méso-échelle de la dynamique atmosphérique (fournis par Spiga A. (LMD)) et des profils logarithmique calculés pour différentes rugosités aérodynamiques  $z_0$ .

Le profil de vent imposé comme condition d'entrée dans le modèle est défini par une loi logarithmique correspondant à un profil de vitesse turbulent (Eq. 2.5 - Section 2.1.2.1) dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 5.2. L'approximation du profil de vent catabatique par cette loi est pertinente à proximité de la surface puisqu'elle permet de bien rendre compte des processus de friction [van den Broeke and Bintanja, 1995]. En effet, à la section 3.3.2.2, les vitesses de frottement calculées à partir de cette loi et pour  $z_0 = 1 \times 10^{-4}$  m, sont en accord avec les modélisations numériques méso-échelles de la dynamique atmosphérique [Spiga, 2011]. Néanmoins, on constate que la représentation du profil de vent catabatique n'est pas adéquate par cette loi (Fig. 5.7).

### 5.2.1.2 Température

**Convection thermique :** Le régime de vents catabatiques est intense et quasi-permanent à la surface de la calotte polaire Nord de Mars [Spiga, 2011]. La génération de ces vents de pente, qui est liée à la stabilité de l'atmosphère à proximité de la surface, nous permet de penser que les mouvements de convection thermiques sont limités dans cette région.

$U_\infty$ (m/s)	$\delta_d$ (m)	$z_0$ (m)	$u_*$ (m/s)
5	100	$1 \times 10^{-4}$	0,342
10	100	$1 \times 10^{-4}$	0,683
20	100	$1 \times 10^{-4}$	1,367

TABLE 5.2 – Paramètres caractéristiques du vent à la surface de la calotte polaire Nord de Mars utilisés pour les simulations numériques.

Néanmoins, en été, le gradient de température à proximité de la surface peut-être négatif (Fig. 5.8). On note d'ailleurs que la vitesse des vents sur *Gemina Lingula* est plus faible à  $L_s$  120° qu'au début de l'été à  $L_s$  90° (Fig. 3.38 - Section 3.3.2.2). L'atmosphère est donc moins stable en été et l'air plus chaud en surface va s'élever vers les altitudes plus hautes avant de se refroidir et retomber vers le sol. D'après les modélisations numériques de circulation méso-échelle, au sein de la couche limite dynamique, le gradient de température au milieu de l'été sur le plateau de *Gemina Lingula* n'excède pas  $1 \times 10^{-2}$  K/m (Fig. 5.8). Ce gradient de température est faible. Le rapport entre le nombre de Grashof thermique  $Gr_T$  et le carré du nombre de Reynolds permet d'évaluer la dominance relative des phénomènes de convection naturelle et de convection forcée (Eq. 5.6).

$$\text{Convection naturelle} \leftarrow 1 < \frac{Gr}{Re^2} < 1 \rightarrow \text{Convection forcée} \quad (5.6)$$

Pour une vitesse de vent de 5 m/s et les données de température de la figure 5.8 à  $L_s$  120°, ce rapport est petit devant l'unité ( $\approx 0,03$ ). Ceci signifie que la dynamique de l'écoulement est dominée par la convection forcée. Cette observation nous permet de simplifier notre problème numérique en ne prenant pas en compte la convection naturelle turbulente associée au réchauffement de la surface (Section 4.1.4).

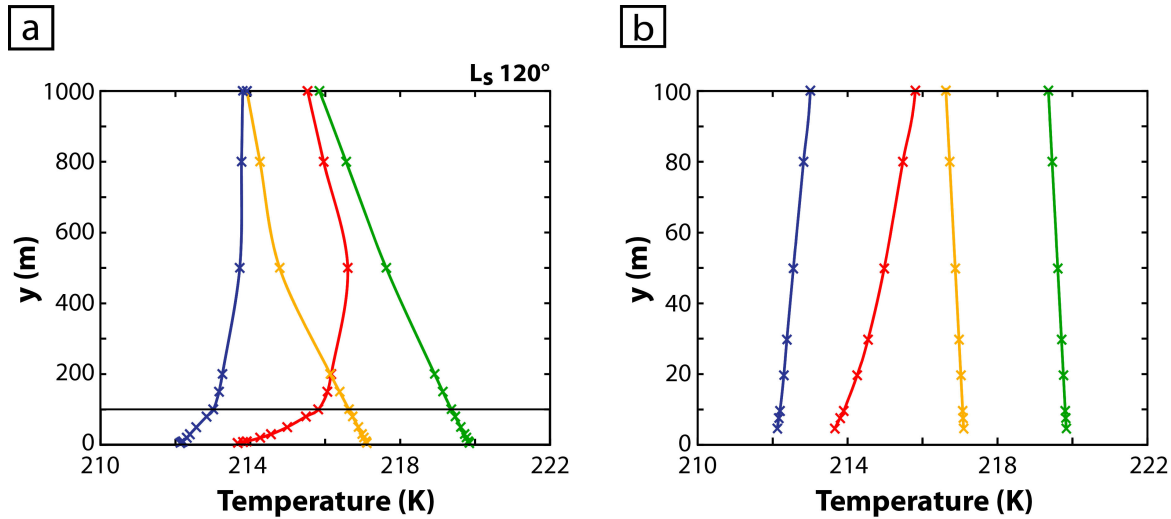


FIGURE 5.8 – (a) Profils de température au-dessus de la calotte polaire Nord de Mars à  $L_s = 120^\circ$  modélisé à un intervalle de 6 h au cours d'une journée. (b) Zoom sur les profils de température dans les 100 premiers mètres. Le point d'échantillonnage est symbolisé par une étoile sur la figure 3.38. Ces résultats ont été obtenus par des simulations méso-échelles de la dynamique atmosphérique et nous ont été fournis par Spiga A. (LMD).

Les faibles gradients de température observés dans la couche limite dynamique proche de la

surface et la convection forcée turbulente permettent de faire l'approximation que la température est isotherme dans la tranche d'atmosphère proche du sol [Ivanov and Muhleman, 2000; Ng and Zuber, 2006; Farahani and Lange, 2012]. Ceci permet de simplifier le problème en définissant à un instant  $t$  les paramètres relatifs à une température de référence.

**Température de référence :** La température de surface  $T_w$  est choisie comme température de référence pour l'étude numérique puisque nous avons à notre dispositions des mesures instrumentales de la température à la surface de la calotte polaire Nord de Mars durant le printemps et l'été [Smith, 2002; Pankine et al., 2010]. Nous pouvons également l'évaluer par un bilan énergétique local [Paterson and Cuffey, 1994]. En hiver et en automne la température de surface est fixée à la température d'équilibre de la glace de  $CO_2$  ( $T = 150$  K) puisque les dépôts saisonniers très riches en glace de  $CO_2$  recouvrent la calotte (Section 2.2.3.4).

Des expériences analogiques dans une enceinte reproduisant les conditions martiennes ont montré que la sublimation de la glace est davantage contrôlée par la température de "film" que par la température de la surface [Chittenden et al., 2008]. Néanmoins, au vu des faibles gradients de température entre les basses et les plus hautes altitudes (Fig. 5.8 et 5.9) et des incertitudes liées aux autres paramètres d'entrée du modèle, le choix de la température de surface comme température de référence est justifié.

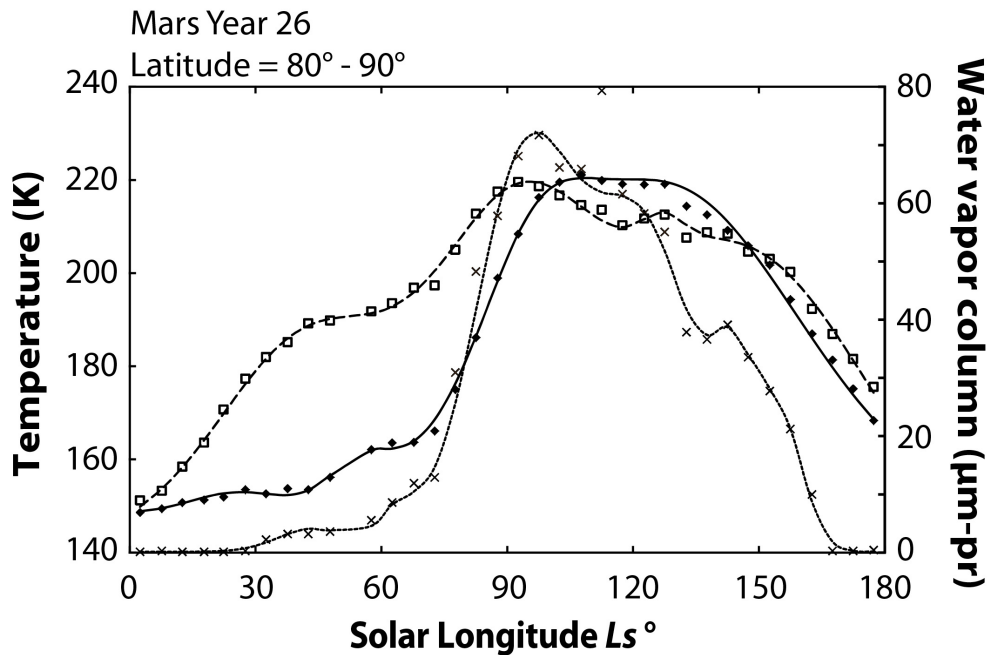


FIGURE 5.9 – Moyennes entre  $80^\circ$  et  $90^\circ$  de latitude des températures de surface (losanges), d'atmosphère à 475 Pa, soit environ 5 km de haut (carrés) et de la colonne de vapeur d'eau  $PR$  (croix) obtenus à partir des données TES [Pankine et al., 2010]. L'erreur sur les températures est de plusieurs Kelvins et d'environ 5% pour les données de vapeur d'eau. L'interpolation des valeurs de températures de surface (pointillés), d'atmosphère (trait plein) et de la teneur en vapeur d'eau (tirets) est réalisée à partir d'une combinaison de fonctions gaussiennes (Anaïs Guillemain).

En moyenne sur l'ensemble de la calotte polaire Nord de Mars, en surface et à plus haute altitude, la température varie au cours de l'année entre 150 et 220 K (Fig. 5.9). Les échanges de vapeur d'eau dans la région de la calotte polaire Nord s'effectuent en grande majorité durant le printemps et l'été ( $0^\circ \leq L_s \leq 180^\circ$ ) lorsque la glace de  $CO_2$  sublime [Pankine et al., 2010].

La température de référence en entrée du modèle numérique peut-être imposée de plusieurs manières :

- Température arbitraire : les grandeurs physiques dépendantes de la température sont calculées pour cette température.
- Température issue des données instrumentales : les données de l'instrument TES (sonde MGS) fournissent des informations sur la température de surface de la calotte polaire Nord de Mars. J'ai choisi d'utiliser les valeurs fournies par [Pankine et al. \[2010\]](#). La série de données de l'année martienne 26 est la plus complète. Néanmoins, la comparaison des valeurs de température mesurés entre différentes années ne révèle pas de variations majeures pour une longitude solaire donnée.  
Afin d'utiliser ces températures comme données d'entrée du problème numérique, les courbes de température dérivées des mesures TES ont été interpolées. Anaïs Guillemain au cours de son stage au laboratoire a réalisé cette interpolation en combinant des fonctions gaussiennes entre elles (Fig. 5.9). Pour chaque  $L_s$ , cette interpolation permet de paramétrer la température de surface et donne la tendance globale de son évolution durant l'été. Les valeurs de la figure 5.9 sont des moyennes de température sur toute la surface comprise entre  $80^\circ$  et  $90^\circ$  de latitude. Ainsi leur utilisation permet l'étude des flux de vapeur d'eau moyennés pour toute la région polaire Nord. Ceci ne permet pas de faire la distinction des valeurs de flux de vapeur d'eau des zones d'accumulation de glace avec un albédo clair et des zones d'ablation riches en poussière avec un albédo sombre (Section 3.3.4). La différence d'albédo entre ces zones peut provoquer des variations de température qui ont un impact sur les flux de vapeur d'eau [[Ivanov and Muhleman, 2000](#); [Ng and Zuber, 2006](#)].
- Température d'équilibre : la température d'équilibre est déterminée à partir des flux d'énergie reçus et renvoyés (en  $\text{W.m}^{-2}$ ) par la surface selon un bilan local d'énergie (Eq.2.1 - Section 2.1.1.2) [[Paterson and Cuffey, 1994](#); [Benn and Evans, 2010](#); [Ivanov and Muhleman, 2000](#); [Ng and Zuber, 2006](#); [Cullen et al., 2007](#); [van den Broeke et al., 2009](#); [Bliss et al., 2011](#)].

Les termes associés à l'équation d'énergie ont été présentés à la section 2.1.1.2 du chapitre 2. Nous considérons dans cette équation, l'énergie incidente absorbée par la surface  $F_{inc_a}$ , le flux d'émission thermique de la surface  $F_E$  et le flux de chaleur latente de sublimation  $F_{H_2O}$  [[Ivanov and Muhleman, 2000](#); [Ng and Zuber, 2006](#)]. Nous négligeons le flux de chaleur sensible  $F_{SH}$ . En effet, durant l'été, les vitesses de vent à la surface du plateau de *Gemina Lingula* sont modérées (Fig. 3.38 - Section 3.3.2.2) et la chaleur sensible résultante est relativement faible (entre 0 et  $4 \text{ W.m}^{-2}$  [[Spiga et al., 2011](#)]). On néglige également le flux de chaleur par conduction  $F_{cond}$ . Durant le printemps et l'été, on considère que les flux de surface contrôlent la valeur de la température en surface devant la conduction de la chaleur à travers les couches de glace de la calotte [[Larsen and Dahl-Jensen, 2000](#)].

Le flux incident absorbé par la surface est dépendant de la contributions des flux d'insolation directe  $F_{sol}$  (Eq. 5.7), du flux de diffusion du rayon de lumière dans l'atmosphère  $F_{scat}$  (Eq. 5.7) et du flux de rayonnement thermique de l'atmosphère chauffé par le Soleil  $F_{IR}$  (Eq. 5.7). L'évaluation de ces trois paramètres est basée sur les travaux de [Kieffer et al. \[1977\]](#); [Appelbaum et al. \[1993\]](#); [Aharonson and Schorghofer \[2006\]](#) et sont résumés dans l'annexe B de [Appéré \[2012\]](#) :

$$F_{sol} = \frac{S_0}{D_{SM}^2} (1 - a) (1 - f_{atm})^{1/\max(\cos\theta_{sol}, 0.04)} \cos\alpha_s \quad (5.7)$$



$$F_{scat} = \frac{1}{2} f_{scat} \frac{S_0}{D_{SM}^2} (1 - a) \sin^2 \left( \frac{\alpha}{2} \right) \quad (5.8)$$

$$F_{IR} = f_{IR} \frac{S_0}{D_{SM}^2} \sin^2 \left( \frac{\alpha}{2} \right) \cos \theta_{noon} \quad (5.9)$$

Avec

- $S_0 = 588,842 \text{ W.m}^{-2}$ , la constante solaire martienne.
- $D_{SM}$  (m), la distance de Mars par rapport au Soleil (Eq. 2.9 - Section 2.2.3.1).
- $f_{atm} = f_{scat} + f_{IR}$ , le facteur d'extinction de l'atmosphère, c'est-à-dire la lumière incidente qui n'atteint pas la surface. Elle dépend de la somme de la contribution de la lumière qui est diffusée,  $f_{scat} = 0,02$  et de la contribution de la lumière qui est absorbée,  $f_{IR} = 0,06$  [Aharonson and Schorghofer, 2006]. Ces valeurs sont fortement dépendantes de la teneur en poussière de l'atmosphère [Appelbaum et al., 1993].
- $\alpha$  (deg), la pente topographique locale et  $\alpha_s$  (deg), l'angle entre l'azimut du Soleil et l'azimut de la pente. Pour cette étude nous les négligeons sur le plateau de *Gemina Lingula*.
- $\theta$  (deg), l'angle d'incidence solaire calculé à la section 3.1.1.2 (Eq. 3.1). La valeur  $\theta_{noon}$  correspond à la valeur de l'angle d'incidence à  $LT = 12 \text{ h}$ .
- $a$ , l'albédo bolométrique de la surface (Eq. 3.7 - Section 3.1.2.1). Sur le plateau de *Gemina Lingula*, les valeurs de  $a$  en fonction de la saison sont extraites de Calvin and Titus [2008]. À la fin du printemps la valeur de l'albédo diminue fortement (passant 0,50 à 0,35) jusqu'au début de l'été ( $L_s 100^\circ$ ) pour rester presque constant ( $\approx 0,35$ ) jusqu'à la fin de l'été.

Le flux de chaleur latente associé au changement de phase de la glace d'eau est dépendant du flux massique  $\dot{m}_{H_2O}$  et à la chaleur latente de sublimation  $L_{sub}$  (Eq. 2.3 - Section 2.1.1.2). La valeur de flux massique  $\dot{m}_{H_2O}$  peut-être déterminée soit grâce à l'équation de transport-diffusion de la vapeur d'eau de notre modèle numérique (Eq. 4.20 - Section 4.1.3.2), soit par la relation issue de la théorie de la cinétique des gaz (Eq. 2.4 - Section 2.1.1.2) [Paterson and Cuffey, 1994; Ivanov and Muhleman, 2000; Dundas and Byrne, 2010]. Cette dernière nécessite de déterminer la valeur du coefficient de transfert  $A_B$  (Eq. 5.10) qui est généralement fixée entre 0,002 et 0,004 [Ingersoll, 1970; Paterson and Cuffey, 1994] [Paterson and Cuffey, 1994]. D'après nos paramètres (Tab. 5.2), le coefficient de transfert vaut  $A_B \approx 0,004$ .

$$A_B = \frac{\kappa^2}{\ln(y/z_0)^2} \quad (5.10)$$

Les résultats des deux méthodes de calculs du flux de chaleur latente sont comparés pour une température et une humidité obtenues à  $L_s = 100^\circ$  (Fig. 5.9). La valeur de  $F_{H_2O}$  calculée par l'équation théorique 2.4 est de  $0,58 \text{ W/m}^2$  tandis que pour les mêmes conditions nous estimons un flux de chaleur latente de  $0,03 \text{ W/m}^2$  soit environ un ordre de grandeur en-dessous. Cet écart s'explique par le fait que nous ne prenons pas en compte la diffusivité turbulente de la vapeur d'eau dans l'atmosphère contrairement à l'expression 2.4.

L'équation de bilan d'énergie est résolue pour une longitude solaire, une heure et une latitude donnée permettant ainsi de déterminer la température d'équilibre des flux à un instant. Celle-ci correspond à la température permettant de minimiser le bilan énergétique  $E$  (Flux entrants - Flux sortants) (Eq. 2.1 - Section 2.1.1.2).

**Grandeurs dépendantes de la température :** Le système étant considéré comme isotherme, les grandeurs physiques dépendantes de la température sont calculées à la température de référence imposée en entrée de chaque simulation numérique.

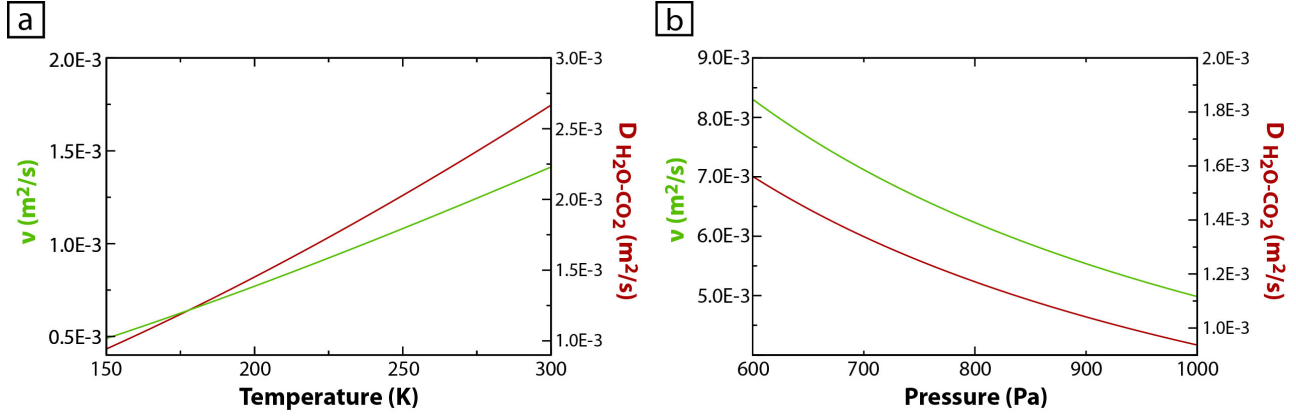


FIGURE 5.10 – (a) Évolution de la viscosité cinématique du  $\text{CO}_2$   $v$  (courbe verte) et du coefficient de diffusion de la vapeur d’eau dans le  $\text{CO}_2$   $D_{\text{H}_2\text{O},\text{CO}_2}$  (courbe rouge) en fonction de la température ( $P_{\text{atm}} = 700$  Pa). (b) Évolution de la viscosité cinématique  $v$  (courbe verte) et du coefficient de diffusion de la vapeur d’eau dans le  $\text{CO}_2$   $D_{\text{H}_2\text{O},\text{CO}_2}$  (courbe rouge) en fonction de la pression ( $T_w = 210$  K).

- Viscosité dynamique de l’air martien  $\nu$  (Eq. 5.11) [Crane, 1988] :

$$\nu = 1,48 \times 10^{-5} \frac{RT_w}{m_{\text{CO}_2} P_{\text{atm}}} \left( \frac{240 + 293,15}{240 + T_w} \right) \left( \frac{T_w}{293,15} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (5.11)$$

- Diffusivité thermique  $D_{\text{H}_2\text{O},\text{CO}_2}$  de la vapeur d’eau dans l’atmosphère de  $\text{CO}_2$  (Eq. 5.12) [Boynton et al., 2002] :

$$D_{\text{H}_2\text{O},\text{CO}_2} = D_{\text{H}_2\text{O}/\text{CO}_2} \left( \frac{T_w}{273,15} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{10^5}{p_{\text{atm}}} \right) \quad (5.12)$$

Avec  $D_{\text{H}_2\text{O}/\text{CO}_2} = 1,39 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ .

- Chaleur latente de sublimation  $L_{\text{sub}}$  (Eq. 5.13) [Murphy and Koop, 2005] :

$$L_{\text{sub}} = 46782,5 + 35,8925T_w - 0,07414T_w^2 + 541,5 \exp \left( - \left( \frac{T_w}{123,75} \right)^2 \right) \quad (5.13)$$

La chaleur latente de sublimation de la glace d’eau  $L_{\text{sub}}$  ne varie presque pas pour la gamme de température considérée (150 K - 250 K). Nous considérons donc sa valeur comme constante à  $2,83 \times 10^6$  J/kg.

### 5.2.1.3 Vapeur d’eau

**Gradient de concentration :** Les flux de vapeur d’eau sont provoqués par un gradient de concentration dans la couche limite entre l’interface glace-atmosphère et l’atmosphère à proximité de l’interface. Juste au-dessus de l’interface, la concentration de la vapeur d’eau  $\rho_{\text{H}_2\text{O},w}$  est fixée par la pression de saturation à la température de référence calculée par la loi thermodynamique établie par Wagner et al. [2011] (Section 4.1.3.1). La pression est ensuite convertie en concentration par

la loi des Gaz Parfaits (Eq. 4.16).

La pression partielle de la vapeur d'eau à proximité de la surface est définie comme une fonction de la colonne de vapeur d'eau précipitable dans l'atmosphère  $PR$ , de sa distribution exponentielle dans cette colonne d'atmosphère de hauteur  $H_a$  et de la hauteur de condensation de la vapeur dans l'atmosphère  $H_c$  (Eq. 5.14) [Schorghofer and Forget, 2012].

$$p_{H_2O} = gPR\rho_{l,H_2O} \times \frac{m_{CO_2}}{m_{H_2O}} \times \frac{1}{1 - e^{-H_c/H_a}} \quad (5.14)$$

Avec  $\rho_{l,H_2O}$  la masse volumique de l'eau liquide et  $H_a$ , la hauteur de l'atmosphère martienne, fixée à 10600 m [Pankine and Tamppari, 2015].  $H_c$  correspond à la hauteur de condensation au-delà de laquelle la teneur en vapeur d'eau est négligeable [Smith, 2002; Schorghofer and Forget, 2012]. Cette valeur évolue au cours de la saison (Fig. 5.11) et est importante pour déterminer la colonne d'eau précipitable  $PR$  (Fig. 5.13 (a)) [Pankine and Tamppari, 2015].

La valeur de la colonne de vapeur d'eau précipitable  $PR$  est interpolée au cours de l'année comme pour les valeurs de la température des données TES, par une combinaison de fonctions gaussiennes (Fig. 5.9). Ainsi, soit la valeur de concentration de la vapeur dans l'atmosphère est imposée, soit le modèle permet de calculer les flux en fonction de la longitude solaire  $L_s$  et permet de prendre en compte l'évolution annuelle de la vapeur d'eau au-dessus de la calotte. Les données sont choisies pour l'année martienne 26 uniquement, car la variabilité interannuelle des valeurs de vapeur d'eau est relativement faible [Smith, 2002; Pankine et al., 2010].

La période de sublimation de la glace d'eau à la surface de la calotte s'étend de  $L_s = 95^\circ$  à  $L_s = 147^\circ$  [Richardson, 2002]. Bien que les données TES présentent des résultats cohérents avec celles de l'instrument MAWD [Fedorova et al., 2010], il est avéré qu'elles ont tendance à surestimer les concentrations de vapeur d'eau dans l'atmosphère [Fouchet et al., 2007; Pankine et al., 2009; Pankine and Tamppari, 2015], notamment à cause de l'estimation de la hauteur de condensation  $H_c$ . De plus, les données  $PR$  de la figure 5.9 correspondent à la moyenne des données TES acquises au-dessus de la calotte polaire Nord de Mars entre  $80^\circ$  et  $90^\circ$  de latitude. Or la teneur en vapeur d'eau de l'atmosphère à un instant donné n'est pas constante [Pankine et al., 2010]. Des valeurs un peu plus élevées ou un peu plus faibles de la colonne de vapeur d'eau n'affectent pas significativement l'étendue de la période de sublimation mais jouent sur la quantité de vapeur d'eau sublimée, en particulier lorsque les vents sont intenses (Fig. 5.12). Le taux de sublimation annuel est de l'ordre de 0,3 mm pour un vent de 5 m/s, et de 0,6 mm pour un vent de 10 m/s (Fig. 5.12 (b)).

Au sein du modèle numérique, lorsque la concentration de la vapeur d'eau dans l'atmosphère atteint la pression de saturation à la température de référence  $T_w$ , on considère que la vapeur d'eau se condense à la surface [Haberle and Jakosky, 1990]. Néanmoins, la condensation de la vapeur d'eau peut également se produire dans l'atmosphère et former des nuages [Pearl et al., 2001; Wang and Ingersoll, 2002; Neumann, 2003] mais nous négligeons ce processus dans le modèle.

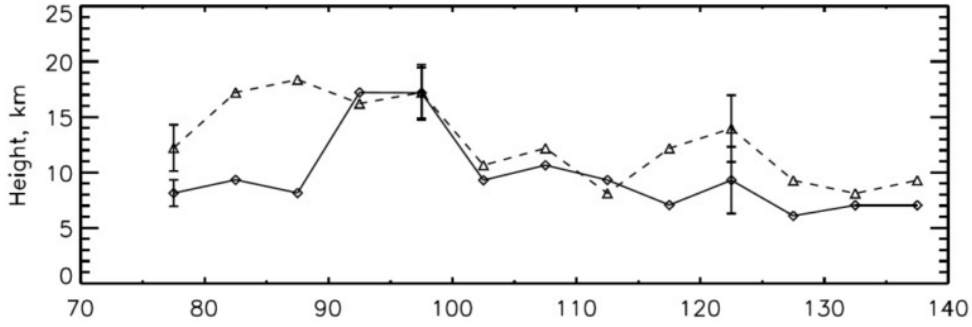


FIGURE 5.11 – Hauteur de condensation  $H_c$  de la vapeur d’eau pour l’année martienne 25 (trait plein) et 26 (tirets) sur le site d’atterrissage du *lander* Phoenix [Pankine and Tamppari, 2015].

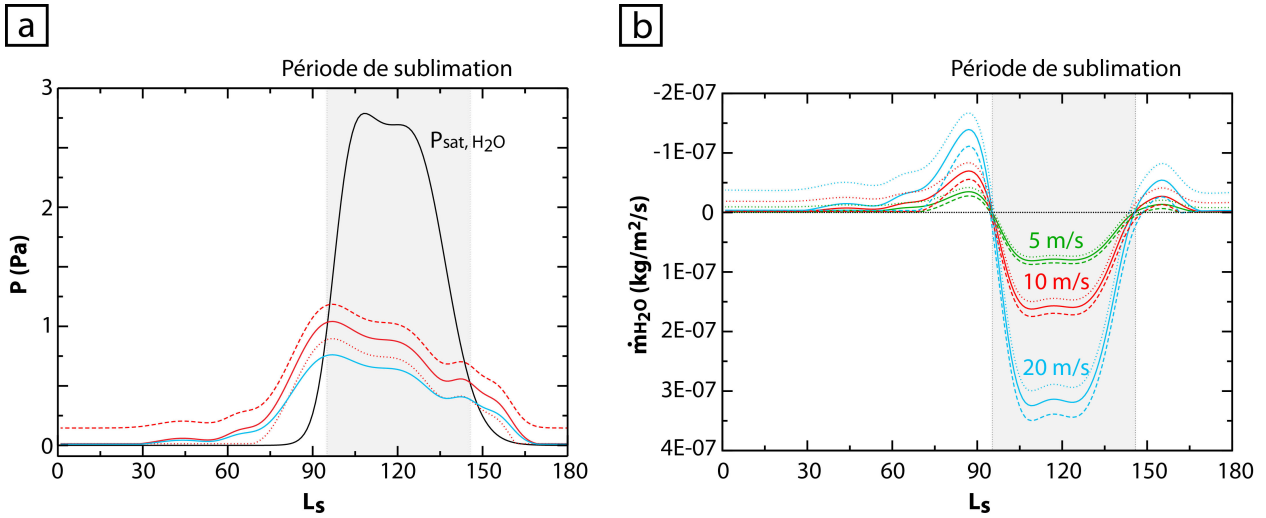


FIGURE 5.12 – (a) Évolution de la pression de saturation  $p_{sat}$  et de la pression partielle de vapeur d’eau  $p_{H_2O}$  au-dessus de la calotte polaire Nord de Mars en fonction de la longitude solaire  $L_s$  ( $^\circ$ ), de la teneur en vapeur d’eau dans l’atmosphère  $PR$  (données TES - ligne rouge, données TES auxquelles on retire  $10\mu\text{m.pr}$  - ligne pointillée rouge et données TES auxquelles on ajoute  $10\mu\text{m.pr}$  - tirets rouges) et de la hauteur de condensation de l’eau dans l’atmosphère  $H_c/H_a$  (la courbe bleue est calculée à partir des données d’abondance de la vapeur d’eau TES et un rapport de  $H_c/H_a = 2$ . Ce rapport est de 1 pour les autres courbes). (b) Évolution du flux de vapeur d’eau  $\dot{m}_{H_2O}$  ( $\text{kg.m}^2.\text{s}^{-1}$ ) au-dessus de la calotte polaire Nord de Mars en fonction de la longitude solaire  $L_s$  ( $^\circ$ ), de la teneur en vapeur d’eau dans l’atmosphère  $PR$  (données TES - ligne rouge, données TES auxquelles on retire  $10\mu\text{m.pr}$  - ligne pointillée rouge et données TES auxquelles on ajoute  $10\mu\text{m.pr}$  - tirets rouges) et de la vitesse du vent  $U_\infty$  ( $\text{m.s}^{-1}$ ). Pour (a) et (b), le cadre gris délimite la période de sublimation pour une teneur en vapeur d’eau obtenue à partir des données TES et un rapport  $H_c/H_a = 1$ .

**Flottabilité de la vapeur d'eau dans l'air Martien :** La vapeur d'eau est moins dense que le fluide porteur composé de  $CO_2$  ( $m_{H_2O} < m_{CO_2}$ ). De ce fait, des mouvements associés aux forces de flottabilité peuvent s'initier [Ingersoll, 1970]. La comparaison de l'intensité de la convection naturelle par rapport à la convection forcée atteste que pour les conditions de la calotte polaire Nord de Mars la convection naturelle associée à la différence de masse des éléments en présence est négligeable. En effet, pour une hauteur de couche limite dynamique de 100 m et une vitesse de référence supérieure à 1 m/s le rapport  $Gr_m/Re^2$  est petit devant 1 (Fig. 5.13).

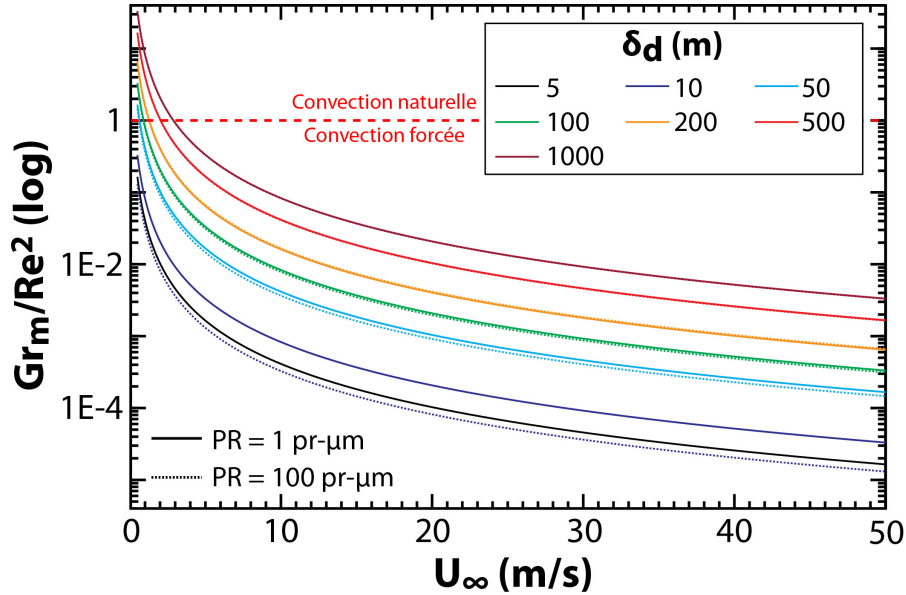


FIGURE 5.13 – Évaluation de l'influence de la convection naturelle (Nombre de Grashof mas-sique  $Gr_m$ ) par rapport à la convection forcée (Nombre de Reynolds  $Re^2$ ) en fonction de la vitesse de référence  $U_\infty$ , de l'épaisseur de la couche limite  $\delta_d$  et de l'abondance en vapeur d'eau dans l'atmosphère martien  $PR$  ( $T_w = 220$  K). Si  $Gr_m/Re^2 > 1$  alors la convection naturelle domine l'écoulement, si  $Gr_m/Re^2 < 1$  alors la convection forcée domine l'écoulement.

## 5.2.2 Paramètres influant sur le flux de vapeur

### 5.2.2.1 Maillages et conditions

Les résultats présentés de cette section sont obtenus avec un maillage irrégulier et compartimenté (Fig. 4.13). La couche limite de vent est déterminée à partir de la loi 2.5 et est imposée en condition dans tout le domaine (Fig. 5.14 (a), Tab. 5.2). On fait varier plusieurs paramètres ( $T_w$ ,  $U_\infty$ ,  $z_0$ ,  $PR$  ...) afin d'observer leur influence sur la couche limite de concentration et d'estimer l'ordre de grandeur des transferts de vapeur entre la surface de la calotte polaire Nord de Mars et l'atmosphère (Fig. 5.14 (b)).



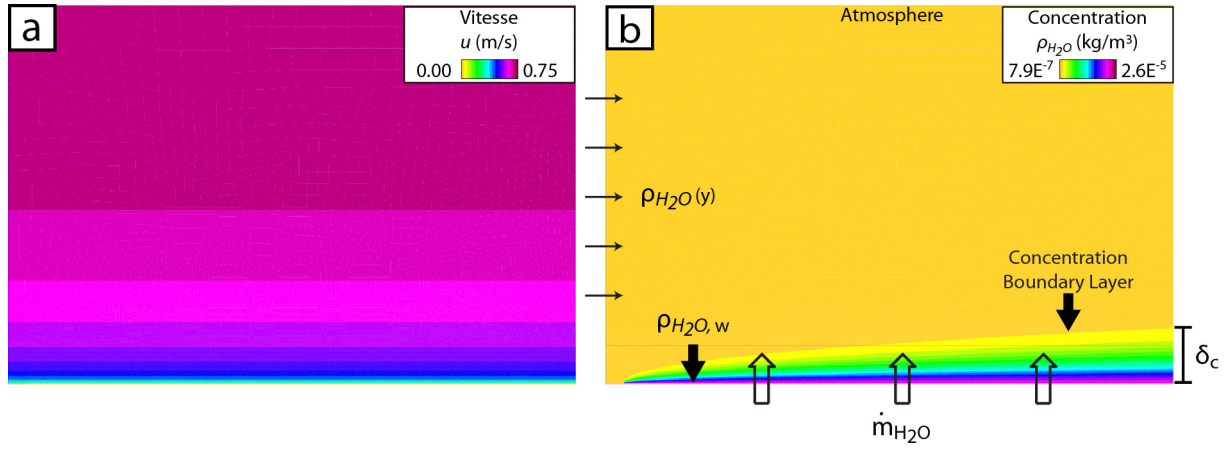


FIGURE 5.14 – (a) Champ de vent imposé en condition d'entrée. Il est défini par une loi logarithmique (Eq. 2.5) au sein d'un domaine numérique haut de 2 m et long de 3 m. (b) Exemple de couche limite de concentration obtenue pour des conditions martiennes au sein d'un domaine numérique haut de 2 m et long de 3 m.  $\rho_{H_2O, w}$  le long de la frontière  $\Gamma_1$  déterminée à partir de la pression de saturation ( $\Gamma_1$ ) et  $\rho_{H_2O, y}$  (imposé le long des frontières  $\Gamma_3$  et  $\Gamma_4$  et en condition d'entrée) suit une loi de distribution exponentielle (Eq. 4.17).

### 5.2.2.2 Température

Le processus de sublimation/condensation de la vapeur d'eau est fortement dépendant de la température puisque c'est elle qui fixe le point de saturation. De plus, la relation qui lie ces deux grandeurs est non linéaire (Fig. 2.25 (a) - Section 2.2.3.2). L'augmentation de la température favorise la sublimation (Fig. 5.15). En effet, une atmosphère plus chaude peut contenir davantage de vapeur d'eau avant d'atteindre le point de saturation. Néanmoins, c'est un phénomène avec effet de rétrocontrôle négatif. La sublimation de la vapeur d'eau participe au refroidissement de l'atmosphère et de la surface. Or plus une atmosphère est froide et moins elle peut contenir de la vapeur d'eau, ce qui favorise ainsi la recondensation de la vapeur d'eau [Bintanja, 2001]

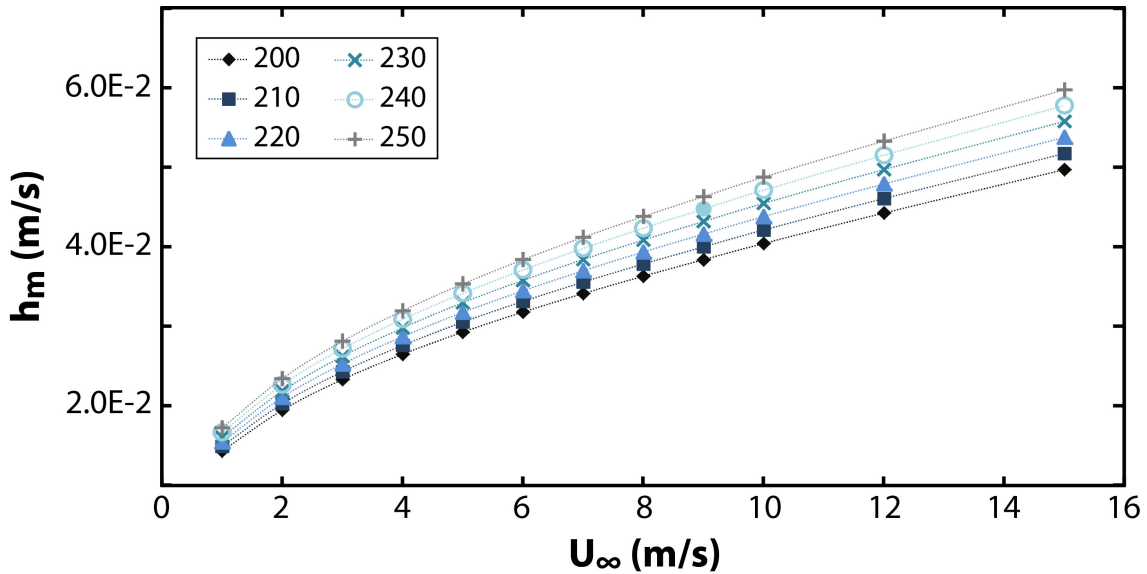


FIGURE 5.15 – Influence de la vitesse de référence de l'écoulement  $U_\infty$  et de la température de référence  $T_w$  sur le coefficient de transfert de masse  $h_m$ .  $PR = 1 \mu m$ .

### 5.2.2.3 Vitesse du vent

La vitesse du vent participe à accélérer la vitesse d'injection de la vapeur d'eau dans l'air martien  $h_m$  (Fig. 5.15). Elle permet d'augmenter le transfert de masse en apportant un air moins riche en vapeur d'eau au-dessus de la surface glacée.

### 5.2.2.4 Pression

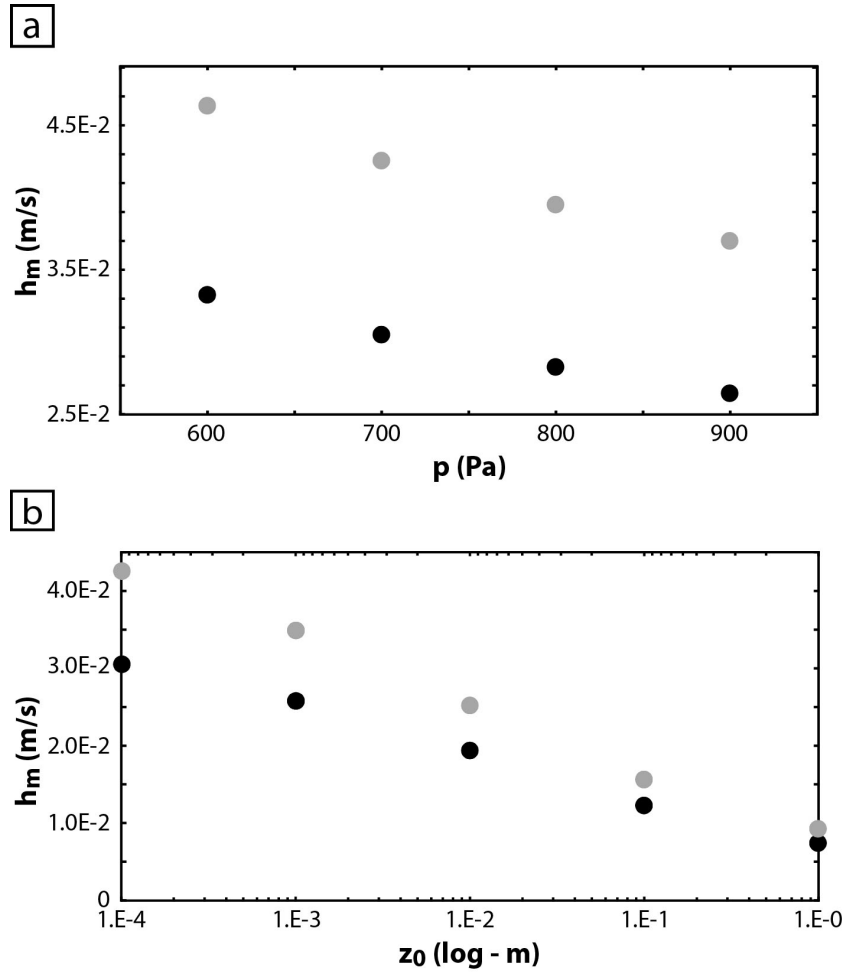


FIGURE 5.16 – (a) Influence de la pression atmosphérique  $p_{atm}$  (Pa) sur le transfert de masse  $h_m$  (m/s) à  $U_\infty = 5$  m/s (noir) et 10 m/s (gris). Les simulations ont été réalisées pour une température de référence  $T_w = 210$  K, une rugosité aérodynamique  $z_0 = 1 \times 10^{-4}$  m et une colonne d'eau  $PR = 1 \mu\text{m}$ . (b) Influence de la rugosité aérodynamique  $z_0$  (m) sur le transfert de masse  $h_m$  (m/s) à  $U_\infty = 5$  m/s (noir) et 10 m/s (gris). Les simulations ont été réalisées pour une température de référence  $T_w = 210$  K, une pression  $P_{atm} = 700$  Pa et une colonne d'eau  $PR = 1 \mu\text{m}$ .

La pression à la surface de la planète Mars varie de 6 à 10 mbar environ [Tillman et al., 1993]. Cette variation est fortement liée aux cycles saisonniers et à la sublimation et à la condensation du  $\text{CO}_2$  successivement durant les hivers polaires Nord et Sud. La variation de pression totale  $P_{atm}$  agit sur les flux massiques de telle sorte que la vitesse d'injection de la vapeur dans l'atmosphère diminue quand la pression de  $\text{CO}_2$  augmente (Fig. 5.16 (a)). De plus, cet effet est amplifié avec la vitesse de l'écoulement  $U_\infty$  qui croît [Farahani and Lange, 2012].

La variation de la pression totale provoque une faible variation de la concentration de la vapeur d'eau dans la couche limite. Entre 600 Pa et 900 Pa, la concentration de la vapeur d'eau près de la surface ( $y = 2$  m) varie ainsi de moins de 1%. La diminution non négligeable du flux massique est liée à la dépendance des termes de viscosité dynamique  $\nu$  et de diffusivité  $D_{H_2O,CO_2}$  avec la pression (Fig. 5.10 (b)). À basse pression, la viscosité de l'air martien diminue tandis que la diffusivité de la vapeur d'eau dans le  $CO_2$  gazeux augmente fortement, ce qui favorise ainsi les transferts massiques avec la surface.

#### 5.2.2.5 Rugosité

Pour une hauteur de couche limite dynamique fixée (Tab. 5.2), la rugosité aérodynamique  $z_0$  provoque la diminution des flux de vapeur selon une relation quasi-logarithmique (Fig. 5.16 (b)). L'augmentation de la rugosité provoque l'augmentation de la vitesse de friction  $u_*$  et ainsi la diminution du gradient de vitesse à proximité de la paroi. Cet effet est amplifié quand la vitesse de l'écoulement  $U_\infty$  augmente. Dans le cadre de la modélisation d'un écoulement turbulent, la rugosité aérodynamique provoque une augmentation du facteur d'intensité de la turbulence. En Antarctique, la variation de la rugosité entre faces des mégadunes favoriserait un dépôt de neige plus important à l'aval qu'à l'amont, ce qui provoque leur migration [Dadic et al., 2013].

### 5.2.3 Transfert de masse le long d'une interface glace/atmosphère ondulée

L'étude des ondes de sédimentation martiennes atteste de processus d'interaction entre l'atmosphère et les processus de sublimation et de condensation. Afin d'évaluer l'influence de ces paramètres sur l'évolution d'une morphologie, nous appliquons le modèle de transport-diffusion pour étudier l'asymétrie des flux. Les simulations numériques sont réalisées pour un écoulement avec une viscosité de l'air martien ( $\nu = 1,53 \times 10^{-3} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ ) au-dessus d'une interface ondulée dont on fait varier le rapport d'aspect. Dans cette étude ont fait varier deux paramètres, dans un premier temps l'amplitude et dans un second temps le nombre d'onde. La réponse de la contrainte de frottement  $\tau_p$  et du flux de vapeur d'eau  $\dot{m}_{H_2O}$  à l'interface est étudiée. Ces grandeurs sont normalisées ( $\tau_n$  et  $\dot{m}_{H_2O,n}$ ) par leurs valeurs calculées pour des configurations similaires sur un lit plat ( $\Gamma_1 = \text{droite}$ ).

#### 5.2.3.1 Maillage et adimensionnement

Nous choisissons un maillage irrégulier avec un compartiment de mailles régulières proche de la surface. Le bord inférieur  $\Gamma_1$  est une sinusoïde. À la surface de Mars, les formes dont on souhaite caractériser la dynamique ont des échelles pluri-kilométriques. Il est donc nécessaire d'adimensionner le problème numérique (Section 4.1.6). La longueur caractéristique choisie est l'inverse du nombre d'onde  $k$  et la vitesse de référence  $U_\infty$ . Ces paramètres d'adimensionnement permettent de conserver une taille de maille en accord avec les échelles typiques du problème (Section 4.2.5) et un temps de convergence raisonnable.

Des simulations sont réalisées pour différentes longueurs d'onde  $\lambda$  (10, 50, 100, 500 m) et rapports d'aspect  $AR$  (2‰, 1‰ et 2‰). Dans un souci de stabilité et de temps de calcul, nous limitons le nombre de crêtes à deux. Nous observons les valeurs de la contrainte normalisée  $\tau_n$  et du flux de vapeur d'eau normalisé  $\dot{m}_{H_2O,n}$  entre les deux crêtes. Au-delà de 500 m de longueur d'onde (soit un domaine numérique long de 1000 m) nous ne parvenons pas à maintenir la stabilité de l'écoulement pendant le temps de convection. De nouveaux tests sur le maillage et les paramètres d'adimensionnement doivent être effectués.

### 5.2.3.2 Conditions initiales et aux limites

La rugosité aérodynamique de la glace à la surface de Mars est fixée à  $z_0 = 1 \times 10^{-4}$  m [Patterson and Cuffey, 1994; van den Broeke and Bintanja, 1995] et nous choisissons une vitesse de référence  $U_\infty$  de 5 m/s. Un profil de vent logarithmique est imposé en condition d'entrée.

Les paramètres physiques de l'atmosphère et les valeurs de concentration de vapeur aux limites sont calculées par le modèle pour une longitude solaire  $L_s$  donnée à partir des données TES (Fig. 5.9). Pour cette étude nous avons réalisé des simulations à  $L_s = 90^\circ$  (période de condensation) et  $L_s = 110^\circ$  (période de sublimation) (Fig. 5.17).

La vapeur d'eau se diffuse dans le domaine numérique et le calcul numérique s'arrête lorsque la couche limite de concentration satisfait la loi qui la lie à l'épaisseur de la couche limite dynamique en fonction du nombre de  $Sc$  (Eq. 4.67 - Section 4.3.2.2).

Comme pour les simulations numériques réalisées dans les conditions de l'Antarctique, on observe un effet de bord liée à la forme du profil de vitesse de type log en condition d'entrée.

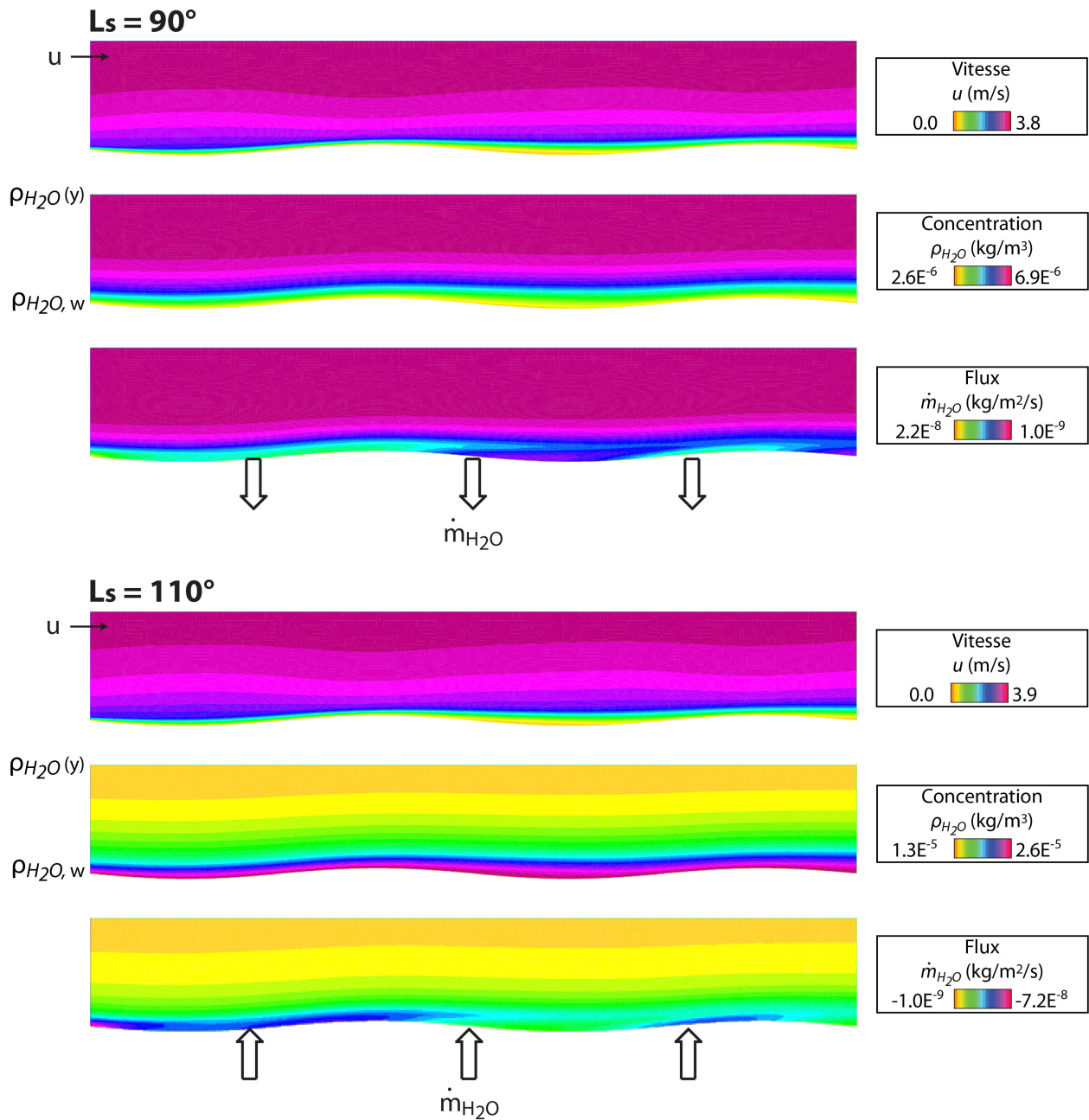


FIGURE 5.17 – Convection et diffusion de la vapeur d’eau dans une atmosphère de  $CO_2$  le long d’une surface ondulée. La longueur d’onde  $\lambda$  des ondes est 10 m et le domaine mesure 2 m de haut. (a) Simulations réalisées à  $L_s = 90^\circ$ . Champs de vitesse (haut), de concentration (milieu) et flux (bas) dans le domaine numérique. (b) Simulations réalisées à  $L_s = 110^\circ$ . Champs de vitesse (haut), de concentration (milieu) et flux (bas) dans le domaine numérique.



## 5.2.3.3 Asymétrie des flux

**Influence du rapport d'aspect  $AR$  ( $\lambda$  est fixé à 10 m) :** Dans un premier temps, on teste l'influence de la forme de l'interface sur l'écoulement du fluide porteur et la diffusion du traceur. Elle provoque la déformation de l'écoulement qui contrôle le champ de concentration et l'intensité des flux de vapeur a proximité de la surface (Fig. 5.17).

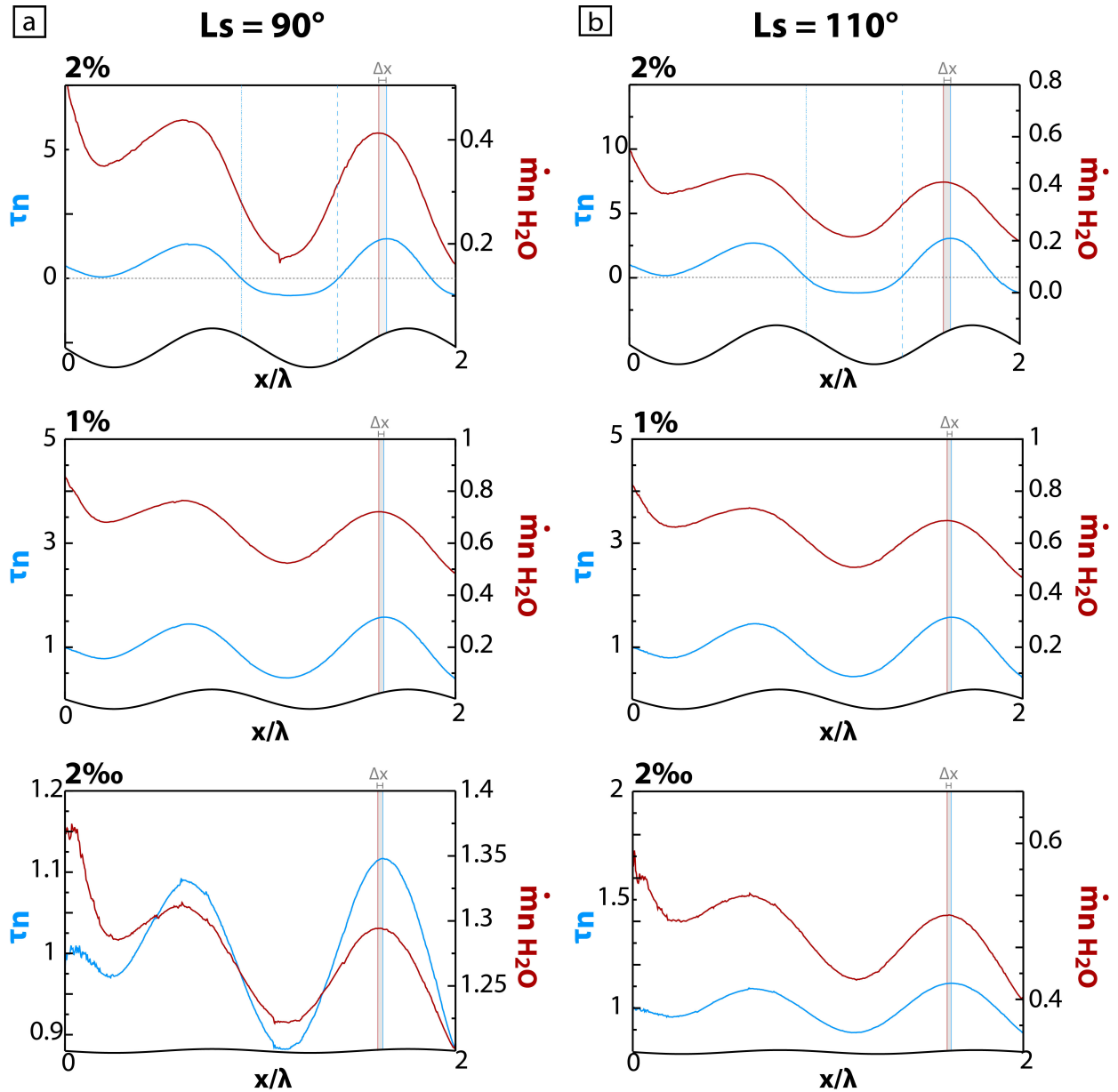


FIGURE 5.18 – Évolution de la contrainte pariétale normalisée  $\tau_n$  (bleu) et du flux normalisé  $\dot{m}_{H_2O}$  (rouge) le long d'une topographie ondulée pour différents rapports d'aspect à  $L_s = 90^\circ$  (a) et à  $L_s = 110^\circ$  (b). Les valeurs obtenues à l'interface ondulée sont normalisées à leurs valeurs sur une surface plane. L'axe horizontal est normalisé par la longueur d'onde choisie,  $\lambda = 10$  m. La longueur d'onde est fixe pour les rapports d'aspect 2% (haut), 1% (milieu) et 2‰(bas). Les traits pleins indiquent la position du maximum de contrainte de friction (bleu) et du maximum de flux (rouge). Les pointillés indiquent le point de décollement et la zone de recollement est marquée par des tirets. Les traits noirs marquent la position de la crête centrée à  $0^\circ$  et des creux à  $180^\circ$  (creux amont) et  $-180^\circ$  (creux aval) (Fig. 5.19 (a)).

• Rapport d'aspect de 2% (Fig. 5.18 (a - haut) et (b - haut)) :

Pour ce rapport amplitude/longueur d'onde, l'écoulement subit un décollement à l'aval de la crête ( $273,6^\circ$  (a) et  $267^\circ$  (b)) et recolte sur la face amont de la crête suivante ( $160^\circ$  (Fig. 5.18 (a)) et  $172,8^\circ$  (Fig. 5.18 (b))). Comme observé pour les petites *ripples* en Antarctique (Section 5.1.3), la contrainte de frottement pariétale dans la zone de décollement est faible et relativement constante tandis que le maximum de contrainte est bien marqué. Ce dernier se produit à l'amont de la crête avec un déphasage d'environ  $37,5^\circ$  (Fig. 5.18 (a) et (b)).

Le profil de flux de vapeur à l'interface est également déphasé vers l'amont de  $54,36^\circ$  (Fig. 5.18 (a)) et  $50,4^\circ$  (Fig. 5.18 (b)). Le maximum de flux de vapeur n'est pas strictement corrélé au maximum de contrainte de frottement pariétale mais se produit légèrement à l'aval du point de recollement avec un écart suffisamment important pour ne pas être lié à une incertitude sur le maillage. Thorsness and Hanratty [1979a] observent également des écarts entre les maxima de contrainte et de flux dans leurs calculs. De plus, on note que le minimum de flux se produit à l'aval du point de décollement et que le recollement de l'écoulement n'affecte pas significativement la distribution de la vapeur à l'interface.

Le comportement est similaire pour une période de condensation (Fig. 5.18 (a)) et pour une période de sublimation (Fig. 5.18 (b)). La variation de viscosité due à la température (Eq. 5.11) entre les deux simulations n'affecte pas significativement la valeur du déphasage entre la contrainte de frottement et la crête mais seulement les valeurs absolues de la contrainte pariétale et du flux de vapeur.

• Rapport d'aspect de 1% (Fig. 5.18 (a - milieu) et (b - milieu)) :

Dans la simulation avec un rapport d'aspect de 1%, la réponse de l'écoulement est linéaire. Les minima et maxima des paramètres de contrainte de frottement et de flux de vapeur oscillent avec la même amplitude au-dessus des creux et des crêtes. Le déphasage de la contrainte de frottement se produit vers l'amont ( $41,7^\circ$  (Fig. 5.18 (a)) et (Fig. 5.18 (b)) et le maximum de flux se produit à l'amont du maximum de la contrainte ( $50,40^\circ$  (Fig. 5.18 (a)) et  $48,6^\circ$  (Fig. 5.18 (b)).

• Rapport d'aspect de 2‰ (Fig. 5.18 (a - bas) et (b - bas)) :

Le déphasage de la contrainte de frottement se produit vers l'amont ( $37,4^\circ$  Fig. 5.18 (a) et Fig. 5.18 (b)) et le maximum de flux se produit en avance de la contrainte ( $54,3^\circ$  Fig. 5.18 (a) et  $50,4^\circ$  Fig. 5.18 (b)).

L'analyse est la même que pour le rapport d'aspect à 1%. La contrainte et le flux répondent linéairement à l'ondulation de l'interface mais les amplitudes de la contrainte et du flux sont plus faible pour un rapport d'aspect de 1%. Sur ces interface très faiblement ondulée (proche d'un lit plat) on observe tout de même une variation d'amplitude de la contrainte pariétale de l'ordre de 10% par rapport à un lit plat.

• Synthèse :

Pour une longueur d'onde de 10 m, on observe des non linéarités pour un rapport d'aspect de 2% et un comportement linéaire pour les rapports d'aspect à 1% et 2‰. Pour l'ensemble de ces configurations, les déphasages de la contrainte maximale de frottement  $\tau_n$  et du maximum de flux  $\dot{m}_{H_2O_n}$  se produisent vers l'amont. De plus, le maximum de flux se produit systématiquement légèrement à l'amont de la contrainte de frottement maximale. La variation du rapport d'aspect dans

un cas linéaire n'affecte que la valeur absolue des contraintes et du flux de vapeur à l'interface.

Les résultats obtenus sont similaires que ce soit pour une simulation réalisée en période de condensation ( $L_s = 90^\circ$ ) ou en période de sublimation ( $L_s = 110^\circ$ ), c'est-à-dire que le maximum de flux se produit à proximité immédiate du maximum de contrainte. Ainsi en période de condensation l'accumulation est maximale au niveau de la contrainte de frottement maximale et en période de sublimation l'ablation est maximale au niveau de la contrainte de frottement maximale.

Pour les différentes configurations testées (et les différents gradients de concentration), on n'observe jamais de coexistence de la sublimation et de la condensation. Cela signifie que pour les paramètres définis, lorsqu'un système est en période de sublimation, l'ensemble de la surface subit une ablation et lorsqu'il est en période de condensation l'ensemble de la surface est le siège d'une accumulation.

**Influence du nombre d'onde  $k$  :** La distribution des contraintes exercées par l'écoulement sur une interface ondulée est dépendante du nombre d'onde  $k$  [Thorsness and Hanratty, 1979a; Charru et al., 2013]. Afin de tester la réponse de notre modèle à la variation de ce paramètre, nous réalisons une série de simulations avec un rapport d'aspect  $AR$  fixe à 2‰, caractéristique des petites ondes de sédimentation à la surface de la calotte polaire martienne. Les simulations sont réalisées pour les propriétés du fluide et la teneur en vapeur d'eau obtenus à  $L_s = 110^\circ$  (Fig. 5.9) et une vitesse de référence  $U_\infty$  de 5 m/s. Les longueurs d'ondes testées sont 10 m, 50 m, 100 m et 500 m. Nous n'avons malheureusement pas pu aller au-delà, jusqu'à la longueur d'onde des petites ondes martiennes ( $\lambda = 10$  km) car les solutions des calculs n'étaient pas stables.

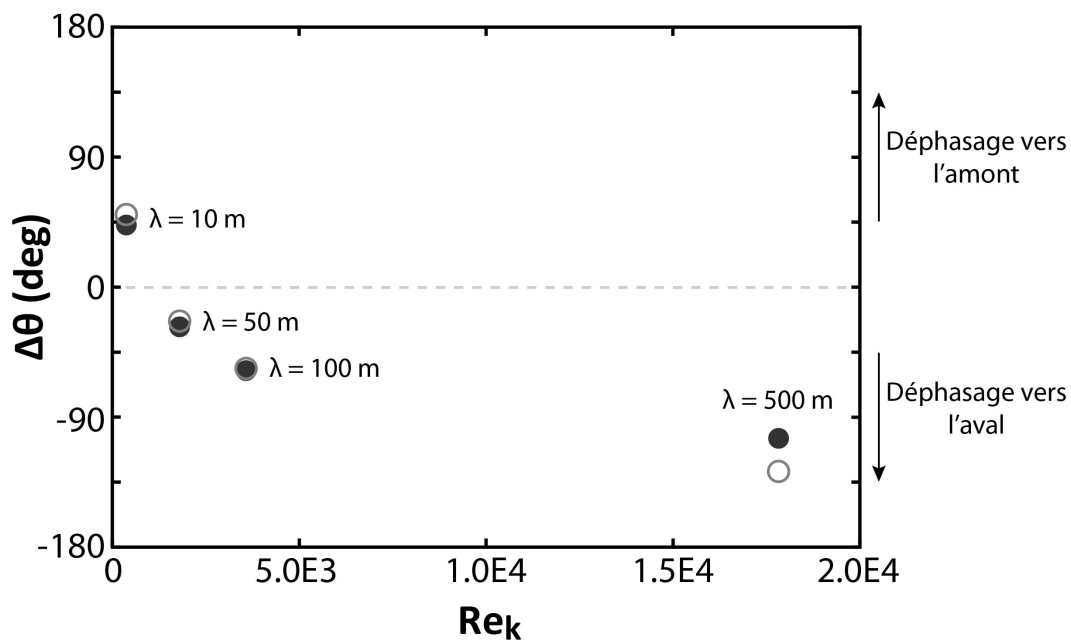


FIGURE 5.19 – Évolution de l'angle de phase  $\Delta\theta$  de la contrainte pariétale normalisée  $\tau_n$  (points noirs) et du flux de vapeur d'eau normalisé  $\dot{m}_{H_2O_n}$  (cercles gris) en fonction du nombre de Reynolds  $Re_k$  basé sur le nombre d'onde  $k$  (Eq. 5.1).

Les figures 5.6 et 5.19 résument les déphasages  $\Delta\theta$  obtenus pour la contrainte de friction et le flux de vapeur.

Pour les propriétés de l'écoulement choisi, à une longueur d'onde de 10 m on observe un déphasage vers l'amont. Le déphasage de la contrainte et du flux migre sur la face aval pour des

longueurs d'ondes supérieures à 20 m environ. Nous ne sommes pas en mesure d'observer si les maxima de ces paramètres vont rester sur la face aval de la crête ou s'ils vont migrer sur la face amont de l'arrête suivante pour des longueurs d'ondes plus grandes. L'évolution de la position du maximum de flux semble suivre une loi logarithmique pour les points de mesure. Si on extrapole cette loi à une longueur d'onde de 10 km ( $Re_k = 3,56 \times 10^5$  - caractéristique des petites ondes de sédimentation martiennes), on obtient une valeur de déphasage de l'ordre de  $-260^\circ$  sur la face amont (Fig. 5.2). Néanmoins, le comportement du déphasage pour des longueurs d'ondes supérieures à 500 m peut évoluer d'une manière différente (Fig. 5.6) [Thorsness and Hanratty, 1979a]. Cette évolution doit être confirmée par d'autres points de mesure.

Les valeurs du déphasage de la contrainte de frottement à des longueurs d'ondes de 10, 50, 100 et 500 m sont comparées avec les résultats de calculs issus de Thorsness and Hanratty [1979a] (Fig. 5.6). Avec notre modèle, pour une longueur d'onde de 10 m, le déphasage de la contrainte est de  $43,25^\circ$  alors que Thorsness and Hanratty [1979a] obtiennent, pour un nombre de  $Re_k$  de 355, une valeur du déphasage d'environ  $70^\circ$ . L'écart est important entre les deux valeurs. Comment peut-on expliquer cet écart ? Il est peut-être lié à la déformation de la couche limite à proximité de l'interface qui affecte les gradients de vitesse à l'interface ? Les conditions d'entrée de notre modèle et de celui de Thorsness and Hanratty [1979a] ne sont peut-être pas strictement les mêmes ? De plus, le nombre de  $Re_k$  considéré à une longueur d'onde de 10 m se situe dans la zone de transition entre le régime laminaire et le régime turbulent. Dans ce cas, il n'est peut être plus possible de résoudre correctement la valeur du déphasage de l'écoulement avec une résolution des équations de la dynamique laminaire.

Pour des longueurs d'ondes plus grandes, les résultats ont un comportement singulier. En effet, les modèles de stabilité linéaire [Thorsness and Hanratty, 1979a; Charru et al., 2013] prédisent généralement un déphasage vers l'amont de la crête, de la contrainte de frottement en fonction de  $Re_k$  (Fig. 5.6). Or nous observons une forte migration du maximum des contraintes sur la face aval (Fig. 5.6 et 5.19). Est-ce que ce déphasage est lié à la re-laminarisation de la couche limite turbulente ? Pour les longueurs d'ondes 50, 100 et 500 m ( $Re_k = 1,77 \times 10^3$ ,  $3,55 \times 10^3$  et  $1,77 \times 10^4$  respectivement), le régime est turbulent ( $Re_k > 500$ ). Est-ce que l'absence de la prise en compte de la turbulence provoque ce déphasage ? Quels paramètres peuvent provoquer un déphasage aval de la contrainte de frottement et de flux de vapeur d'eau ?

L'évolution du déphasage de la contrainte de frottement et du flux de vapeur d'eau en fonction de  $Re_k$  n'est pas encore bien comprise et les phénomènes qui peuvent être à son origine seront détaillés dans la discussion finale (Chapitre 6).

## 5.2.4 Conclusion

Les conditions qui règnent à la surface de la calotte polaire Nord de Mars (vitesse de vent, température, viscosité de l'atmosphère, vapeur d'eau, faible convection naturelle) nous permettent d'appliquer notre modèle de transport-diffusion.

L'augmentation de la température en été favorise la sublimation de la glace d'eau et les flux de surface sont d'autant plus intenses que la vitesse de référence  $U_\infty$  est élevée. L'augmentation de la pression totale inhibe les processus de diffusion de la vapeur d'eau dans l'atmosphère. Enfin, l'augmentation de la rugosité aérodynamique participe à ralentir le fluide et à diminuer le transfert de masse à la surface.

L'analyse de la contrainte de frottement et de la répartition des flux le long d'une topographie ondulée à la surface de la calotte polaire Nord de Mars révèle que le maximum de flux de vapeur d'eau se produit approximativement au niveau du maximum de contrainte de frottement. Ceci est valable aussi bien pour un flux de sublimation que pour un flux de condensation. De plus, on n'ob-

serve jamais la coexistence des deux phénomènes au sein d'une même simulation (comportement analogue à celui que nous avons observé à la section 5.1.3 pour les *ripples* en Antarctique).

Sous l'influence de l'ondulation topographique, le vent subit des déformations qui sont fonctions de la viscosité du fluide, de la vitesse de frottement et de la longueur d'onde (Eq. 5.1). Ainsi, l'ondulation topographique peut potentiellement subir un maximum de contrainte à l'amont ou à l'aval de sa crête.

Notre modèle nécessite des développements et de nouveaux tests pour s'assurer de sa fiabilité. En effet, le comportement de nos résultats est différent des modèles de stabilité linéaire (Fig. 5.6). De plus, pour l'étude des flux au-dessus d'ondes topographiques de grande longueur d'onde, il est nécessaire d'utiliser un modèle de turbulence. La re-laminarisation de l'écoulement doit probablement avoir des conséquences sur la contrainte pariétale  $\tau_p$  et probablement sur les positions des maxima de contrainte et de flux le long des ondulations.

## 5.3 Expériences en soufflerie atmosphérique

L'influence d'un écoulement sur le transfert de masse d'un objet capable de sublimer peut également être étudiée expérimentalement. Afin de compléter notre étude numérique, nous avons donc effectué des expériences préliminaires en soufflerie atmosphérique en collaboration avec Laurent Perret, Thibaud Piquet et Dominique Gaudin du Laboratoire de recherche en Hydrodynamique, Énergétique et Environnement Atmosphérique (LHEEA - ECN (Nantes)). Le but de ces expériences est l'observation en temps réel de l'évolution de la forme d'un modèle capable de sublimer à pression et température terrestres sous l'influence d'un écoulement turbulent.

### 5.3.1 Dispositif expérimental

La veine de la soufflerie mesure 20 mètres de long pour une section de 2 m × 2 m (Fig. 5.20 (a)). Une turbine produit l'écoulement à l'intérieur de la veine par une aspiration de l'air ambiant. Le circuit d'air est ouvert ce qui ne permet pas de contrôler la pression, la température et l'humidité à l'intérieur (conditions ambiantes). Le régime d'écoulement est contraint et assure le maintien d'une couche turbulente établie dans le canal tout au long des expériences. Cette soufflerie est destinée à l'étude des écoulements en géométrie complexe et des champs de vitesses instantanées grâce à un système de PIV (*Particle Image Velocimetry*) [Perret, 2009]. Nous n'avons pas eu l'occasion de réaliser des mesures de l'écoulement par cette méthode optique mais nous avons utilisé le dispositif associé, c'est-à-dire que notre modèle est éclairé par une nappe laser placée sur la paroi supérieure de la soufflerie et le suivi de la morphologie du modèle s'effectue par des caméras situées à l'extérieur de la veine (Fig. 5.20 (b)).

Le matériau choisi comme analogue à la glace d'eau qui sublime à la surface des calottes (martienne et antarctique) est la glace carbonique (glace de CO<sub>2</sub>). Pour les expériences, le fluide porteur  $b$  est l'air nantais tandis que le CO<sub>2</sub> gazeux est l'espèce traceur  $a$ . Ce matériau sublime à partir d'une température de -78°C dans l'air à 1 bar (Fig. 2.25 (b) - Section 2.2.3.2). Dans les conditions de notre expérience ( $T \approx 20^\circ\text{C}$ ) on ne peut donc étudier que la sublimation de la glace carbonique et pas sa condensation. Les blocs de glace, d'une taille standard ( $\approx 30\text{ cm} \times 20 \times 15\text{ cm}$ ), sont taillés selon la géométrie souhaitée et placés au centre de la veine. Dans la mesure du possible nous avons essayé de réaliser des structures suffisamment larges par rapport à la section de la veine (2 m) afin de limiter les effets de bord. Généralement la hauteur du modèle de glace carbonique est d'une dizaine de centimètres.



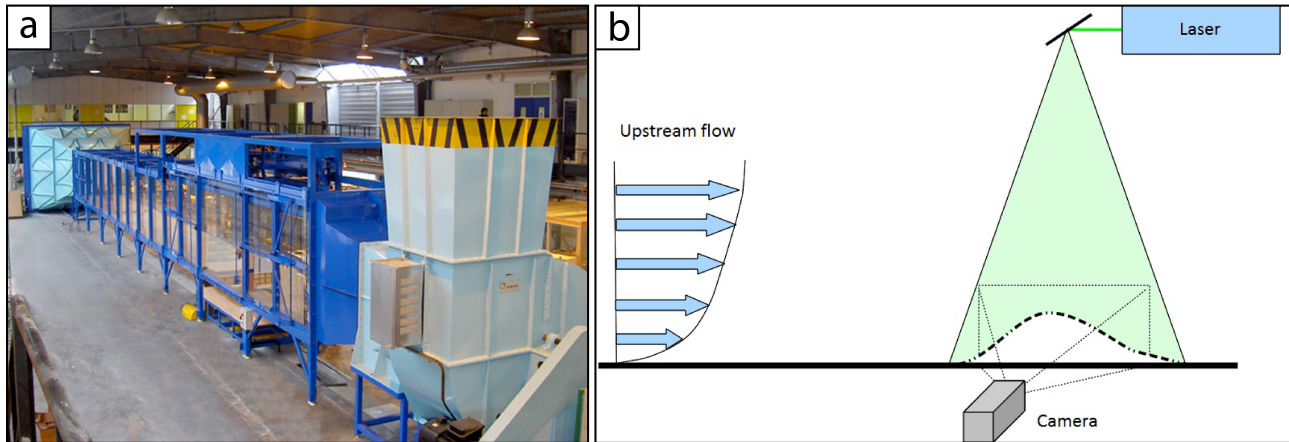


FIGURE 5.20 – (a) Soufflerie atmosphérique du LHEEA située à l'Ecole Centrale de Nantes. La soufflerie mesure 20 m de long pour une section de 2 m. (b) Schéma du dispositif expérimental.

La vitesse de l'écoulement à l'intérieur de la veine de la soufflerie est mesurée à l'aide d'un tube de Pitot (mesure de la vitesse à partir de la mesure de différence de pression - loi de Bernoulli). Lors des séances expérimentales, la vitesse de l'écoulement turbulent est de l'ordre de 6 m/s.

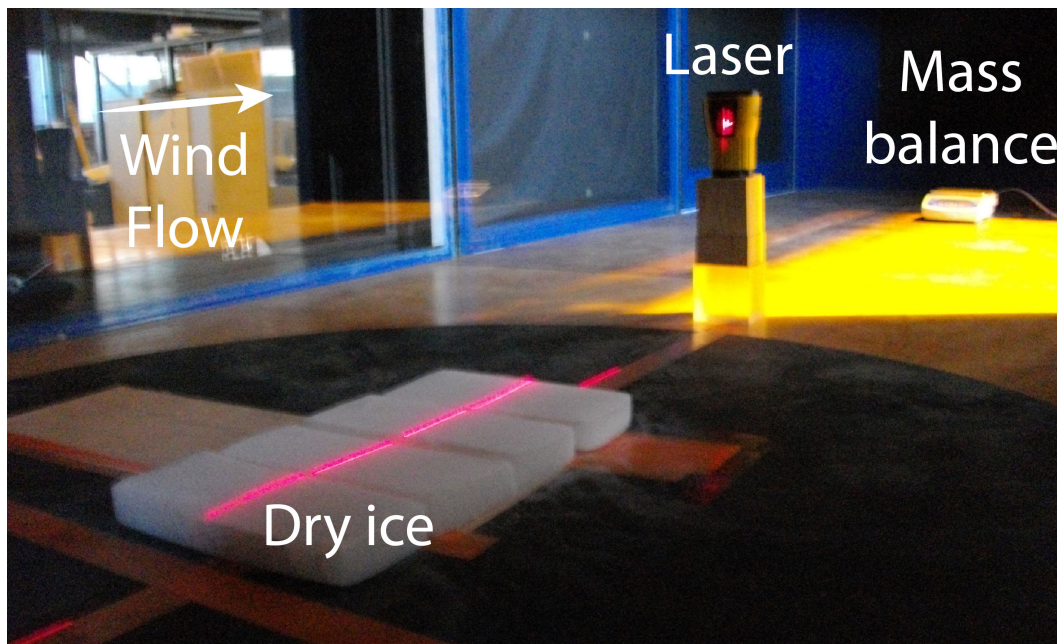


FIGURE 5.21 – Dispositif expérimental à l'intérieur de la veine de la soufflerie.

Les environnements, martien et terrestre, présentent de grandes différences. En effet, les caractéristiques principales de l'atmosphère (composition, pression, masse volumique et viscosité) varient de plusieurs ordres de grandeur (Tab. 5.3). Les critères de similitude (Section 4.1.6) permettent d'établir des points de comparaison entre les processus physiques qui se produisent au sein d'un modèle expérimental et les observations en milieu naturel, ceci malgré l'apparente dissemblance des environnements. Le régime d'écoulement (nombre de Reynolds de couche limite dynamique  $Re_{\delta_d}$ ) appartient à une gamme de régime turbulent pour les trois environnements. Ainsi, les interactions physiques avec la surface glacée vont être de même nature. De plus, le nombre de Schmidt  $Sc$  est du même ordre de grandeur pour notre modèle expérimental et les surfaces gla-

### 5.3. EXPÉRIENCES EN SOUFFLERIE ATMOSPHERIQUE

cées antarctiques et martiennes. Ceci signifie que le rapport entre la quantité de mouvement et la diffusion massique est comparable pour ces trois environnements. En revanche, si l'intensité des flux massiques turbulents (nombre de Sherwood  $Sh$ ) sont comparables entre le modèle analogique et la sublimation de la glace à la surface de Mars, elle l'est moins avec les échanges à la surface de la calotte polaire antarctique. Néanmoins, l'incertitude sur le choix de la longueur caractéristique  $L$  est grande et affecte considérablement la valeur de  $Sh$ . L'idéal serait de considérer une longueur d'échange entre la surface glacée et l'atmosphère mais celle-ci est difficile à définir pour les milieux naturels. A défaut nous avons choisi la hauteur de couche limite qui est connue pour chaque cas. Le dispositif expérimental choisi permet de respecter une analogie acceptable pour les paramètres d'observation de notre étude.

Paramètres	Symboles et unités	Modèle Expérimental	Antarctique	Mars
Température	T (K)	293	260	220
Pression atmosphérique	P (bar)	1	1	$7 \times 10^{-3}$ ( $\times 0,03$ )
Masse volumique de l'atmosphère	$\rho$ (kg.m <sup>-3</sup> )	1,20	1,34	$1,66 \times 10^{-2}$ ( $\times 0,01$ )
Viscosité cinématique de l'atmosphère	$\nu \times 10^{-4}$ (m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> )	0,153	0,171	6,62 ( $\times 50$ )
Masse volumique de la glace	$\rho_{s,a}$ (kg.m <sup>-3</sup> )	1562 (CO <sub>2</sub> )	917 (H <sub>2</sub> O)	917 (H <sub>2</sub> O)
Coefficient de diffusion	$D_{a,b} \times 10^{-5}$ (m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> )	1,54	2,06 ( $\times 2$ )	154 ( $\times 100$ )
Vitesse du vent	$u$ (m.s <sup>-1</sup> )	6	6	6
Hauteur de couche limite	$\delta_d$ (m)	1	70	100
Reynolds de couche limite	$Re_{\delta_d} \times 10^5$	3,93	246 ( $\times 60$ )	9,06 ( $\times 2,3$ )
Nombre de Schmidt	$Sc$	1,00	0,83 ( $\times 0,8$ )	0,43 ( $\times 0,4$ )
Nombre de Sherwood	$Sh$	$6,35 \times 10^2$	$2,84 \times 10^4$ ( $\times 50$ )	$1,63 \times 10^3$ ( $\times 6,5$ )

TABLE 5.3 – Grandeurs caractéristiques des expériences en soufflerie atmosphérique au *LHEEA*, en Antarctique et sur la calotte polaire Nord de Mars. Les coefficients multiplicateurs correspondent au rapport entre la valeur respectivement en Antarctique ou sur Mars et celle calculée pour le dispositif expérimental. Les caractéristiques de l'atmosphère terrestre sont issues de [Lide \[2004\]](#). Le coefficient de diffusion du CO<sub>2</sub> gazeux dans l'air à une température est donné par [Massman \[1998\]](#). Les valeurs de  $Sh$  sont déduites des résultats expérimentaux obtenus pour la vitesse de sublimation de la glace carbonique (à  $u = 6$  m/s) (Fig. 5.22) pour le modèle expérimental et de la relation théorique du nombre de  $Sh$  turbulent  $Sh = 0,037Re^{0,8}Sc^{1/3}$  [[Bianchi et al., 2004](#)] pour les environnements terrestres et martiens.

### 5.3.2 Expériences

#### 5.3.2.1 Vitesse de sublimation de la glace carbonique

L'influence de la vitesse du vent sur le taux de sublimation de la glace de  $CO_2$  est obtenue simplement par la mesure de la perte de masse de la glace carbonique au cours du temps grâce à une balance placée dans la soufflerie atmosphérique et en dehors ( $u = 0$  m/s) (Fig. 5.22 (a)). Sans convection forcée le transfert de masse du  $CO_2$  solide vers sa phase gazeuse se produit principalement par diffusion pure à une vitesse d'environ 5 mm/h (Fig. 5.22 (b)). En effet, les mouvements de matière par convection naturelle doivent être faibles car ; (1) l'air en contact avec la surface à  $-78^\circ\text{C}$  est plus froid (donc plus dense) que l'air ambiant (à  $20^\circ\text{C}$ ) et (2) la masse molaire du  $CO_2$  ( $m_c = 44,01$  g.mol $^{-1}$ ) est supérieure à celle de l'air ( $m_{air} = 28,964$  g.mol $^{-1}$  [Lide, 2004]).

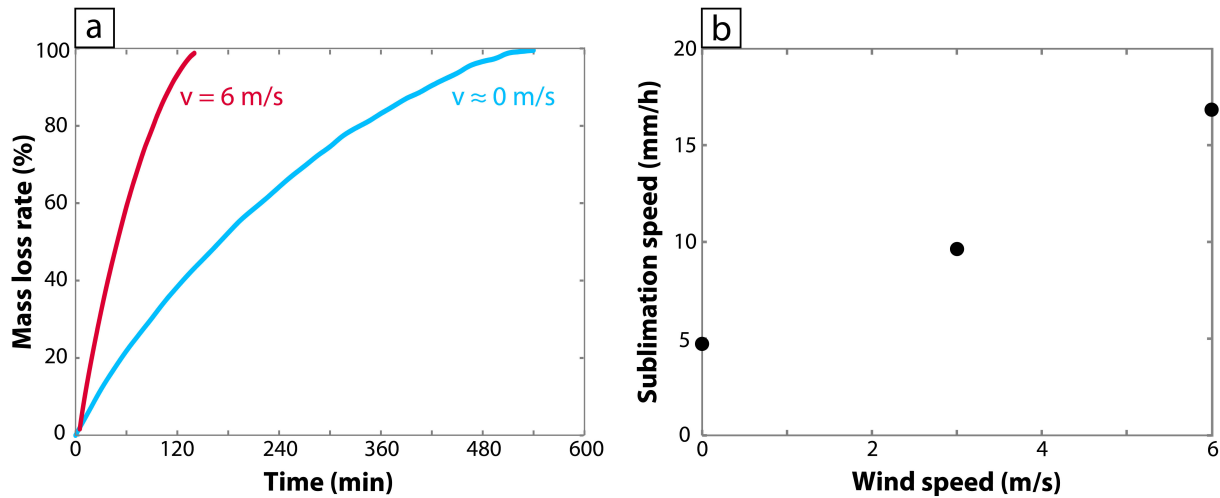


FIGURE 5.22 – (a) Taux de perte de masse (%) de glace carbonique en fonction du temps. (b) Vitesse de sublimation (mm/h) de la glace carbonique dans l'air terrestre (à  $20^\circ\text{C}$ ) en fonction de la vitesse moyenne  $U_{moy}$  dans la soufflerie atmosphérique.

Le vent augmente évidemment le taux de sublimation de la glace carbonique (Fig. 5.22 (b)). Pour une vitesse d'écoulement dans la veine qui augmente de 3 m/s, le taux de sublimation augmente d'environ 5 mm/h. Étant donné que nous avons peu de points de mesures, nous ne pouvons pas conclure sur une loi systématique entre ces deux paramètres pour la sublimation du  $CO_2$  dans l'air terrestre. Néanmoins, les valeurs de  $Sh$  calculées à partir de la vitesse de sublimation de la glace carbonique (Fig. 5.22 (b)) sont cohérentes avec les valeurs théoriques de transfert de masse dans un canal rectangulaire ( $Sh = 0,246Re^{0,61}Sc^{0,35}$  - écoulement turbulent [Padet, 2005]). Soit pour  $u = 6$  m/s, la valeur expérimentale ( $Sh = 254$ ) et la valeur théorique ( $Sh = 635$ ) sont du même ordre de grandeur.

#### 5.3.2.2 Évolution morphologique

La combinaison d'un écoulement et de la sublimation d'une surface glacée produit généralement des formes asymétriques (Fig. 3.39 - Section 3.3.2.3). Des blocs de glace carbonique avec des géométries symétriques (carré, triangle, lit plat avec encoche) sont placés dans la veine et l'évolution de leurs morphologies est observée grâce au système optique installé dans la soufflerie.

Pour toutes les configurations testées, la forme symétrique à l'instant initial  $t_0$  évolue vers une forme asymétrique quelques heures plus tard à  $t'$  (Fig. 5.23). L'aspect de la face amont s'adoucit significativement tandis que la face sous le vent conserve une surface plus angulaire. Dans cet

exemple de sublimation pure, les flux massiques de  $CO_2$  gazeux sont plus importants à l'amont de la crête des objets de glace carbonique qu'à l'aval. En effet, pour l'expérience présentée à la figure 5.23, le maximum d'écart de récession de la glace entre l'amont et l'aval de l'objet est de l'ordre de 25%.

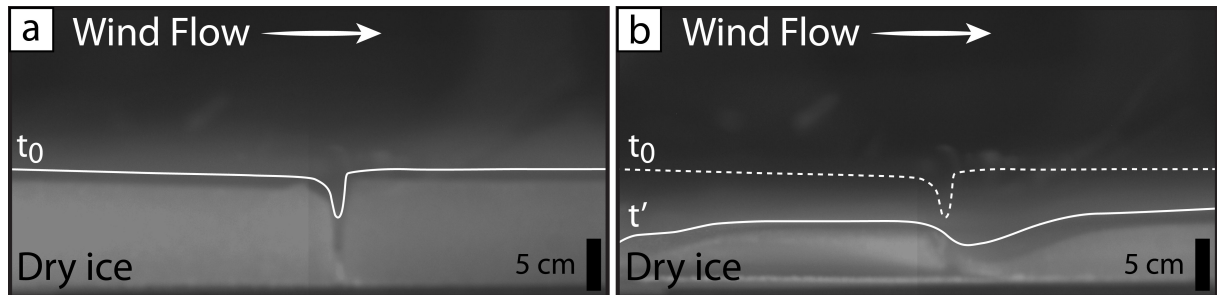


FIGURE 5.23 – Évolution de la forme des blocs de glace carbonique soumis à un écoulement ( $u \approx 6$  m/s). Les blocs de  $CO_2$  forment initialement une surface plane d'environ  $1 \text{ m}^2$  avec des encoches (jointures des blocs) tout les 15 cm (Fig. 5.21). (a) Instant  $t_0$ . (b) Instant  $t' = t_0 + 4\text{h}$ .

#### 5.3.2.3 Perturbation d'un lit plat

La combinaison de la sublimation et d'un écoulement conditionne l'évolution de la forme d'une surface glacée. Ces deux facteurs physiques peuvent-ils également initier des formes à partir d'une surface plane ? C'est le but du dispositif expérimental présenté sur les figures 5.24 et 5.25.

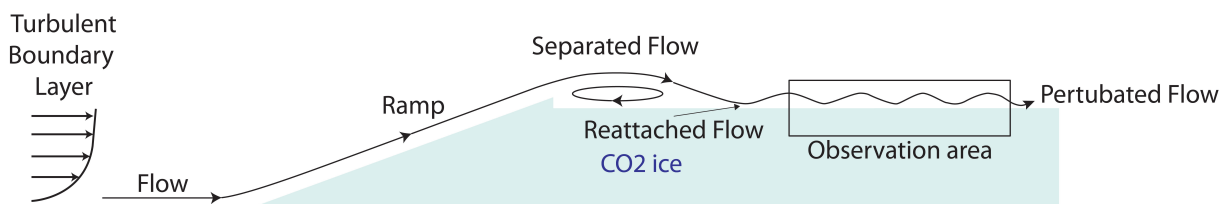


FIGURE 5.24 – Schéma du dispositif expérimental. L'élément bleu correspond à la glace carbonique au-dessus de laquelle l'écoulement turbulent s'écoule de la gauche vers la droite. La rampe est inclinée à  $10^\circ$  et forme une marche d'environ 1 cm à son sommet qui permet de créer une perturbation de l'écoulement à l'aval sur la surface plane de glace. La plateforme de glace mesure environ 1 m de long.

Nous disposons au centre de la veine plusieurs blocs de glace carbonique pour former une surface plane. En amont, nous plaçons une rampe de glace carbonique d'une pente de  $10^\circ$ . Afin de créer une topographie, il est nécessaire de perturber l'écoulement à l'amont de notre zone d'observation. Nous créons une petite marche d'environ 1 cm qui provoque le décollement de la couche limite et une perturbation de l'écoulement à aval (Fig. 5.25 (a) et (b)).

La marche au sommet de la rampe engendre un décollement de la couche limite turbulente puis un rattachement de l'écoulement sur la surface plane. À l'aval du rattachement, la perturbation de l'écoulement initie la création d'ondulations qui se développent à la surface de la glace carbonique (Fig. 5.25 (c) et (d)). Elles sont espacées d'environ 6 cm et leurs amplitudes sont inférieures au centimètre. Sur la figure 5.25 (c), on remarque que la surface de glace carbonique est recouverte de givre d'eau. La vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère condense en effet à la surface de la glace carbonique très froide. C'est un effet qui n'est pas contrôlable puisque l'on ne peut pas imposer les conditions P/T à l'intérieur de la soufflerie atmosphérique. La condensation de la vapeur d'eau



s'observe préférentiellement sur les pentes face au vent et ralentit le taux de sublimation de la glace carbonique lorsqu'elle est recouverte.

En perturbant l'écoulement en amont d'un lit plat, on parvient donc à créer expérimentalement une topographie par sublimation (du  $CO_2$ ) et condensation (de  $H_2O$ ), sans transport de particules. On ne sait pas si le résultat est similaire pour la sublimation de la glace carbonique seule.

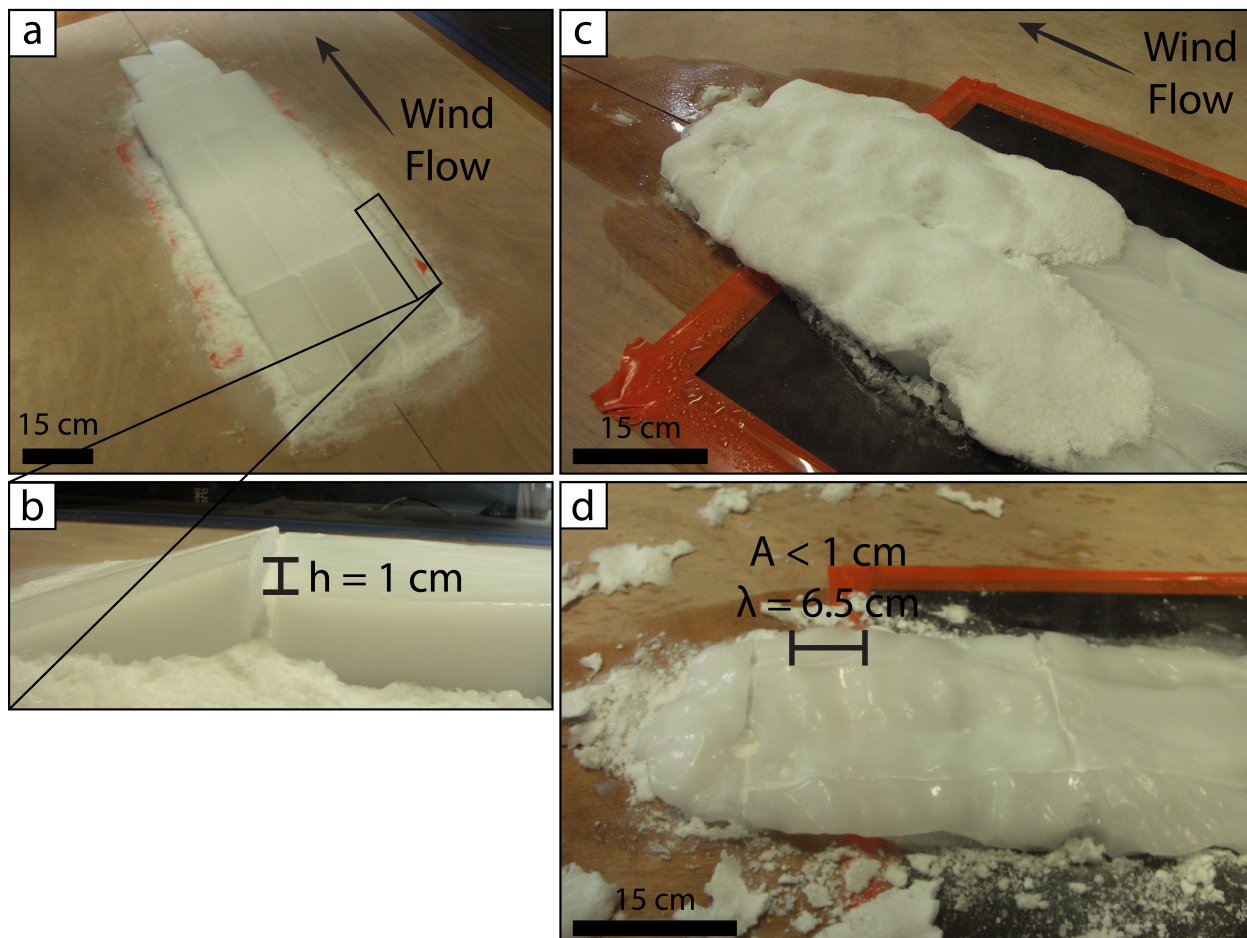


FIGURE 5.25 – (a) Modèle de glace carbonique à l'instant  $t_0$ . (b) Marche de 1 cm en haut de la rampe pour perturber l'écoulement. (c) Modèle de glace carbonique à l'instant  $t' = t_0 + 4h$ . Du givre d'eau recouvre la surface de glace carbonique. (d) Ondulations à la surface de la glace carbonique (retrait du givre d'eau).

### 5.3.3 Conclusion

Les expériences menées constituent une première approche qu'il convient de développer. Elles nous ont néanmoins permis la mesure du taux de sublimation de la glace carbonique dans l'air, l'observation de l'évolution de la morphologie de la glace qui sublime et la génération d'ondulations sur une surface de glace plane sous l'effet de l'écoulement (sans insolation car les parois de la soufflerie sont calfeutrées).

L'évaluation expérimentale des flux massiques en fonction de la vitesse du vent a été réalisée en soufflerie atmosphérique pour la sublimation [Neumann et al., 2009] et la condensation [Cheng and Wu, 2003; Kandula, 2011] de la glace d'eau en conditions terrestres et pour la sublimation de



la glace d'eau [Chittenden et al., 2008] et de la glace de  $CO_2$  dans une enceinte martienne [Blackburn et al., 2010]. Une étude d'observation de l'évolution de la morphologie de glace qui sublime comparable à celle présentée à la section 5.3.2.2 a été réalisée par [Séjourné, 2011]. En revanche, je n'ai recensé dans la littérature aucune expérience en soufflerie visant à créer une topographie à la surface de glace qui sublime. Généralement les dispositifs expérimentaux qui visent à étudier le développement de formes sur la glace impliquent un écoulement d'eau liquide à sa surface [Thorsness and Hanratty, 1979a,b; Gilpin et al., 1980; Yokokawa et al., 2013].

Afin d'améliorer le protocole expérimental, il serait nécessaire de prévenir la condensation du givre d'eau afin d'étudier le processus de sublimation uniquement. Cette condition apparaît difficile à appliquer dans la soufflerie du LHEEA étant donné que le circuit est ouvert (Fig. 5.20 (a)). L'étude expérimentale de l'influence de la condensation d'une espèce sur l'évolution morphologique est également un aspect du transfert de masse qui est peu étudié [Thorsness and Hanratty, 1979b], en particulier pour un écoulement d'air. De plus, la taille standard des blocs de glace carbonique du commerce empêche d'avoir une surface parfaitement plane (joint de bloc) et qui recouvre la largeur de la veine afin d'éviter les effets de bord (Fig. 5.23). Enfin, l'utilisation du système de PIV apporterait des informations précieuses sur le champ de vitesse instantané en fonction de l'évolution morphologique du modèle de glace. Néanmoins, ce système est extrêmement sensible à la nature du matériau et le mouvement de l'interface peut parasiter les enregistrements. Dans un premier temps, l'analyse du champ de vitesse pourrait donc s'effectuer sur une maquette fixe (bois).

## 5.4 Conclusion

Le modèle numérique de transport-diffusion que nous avons développé est pertinent pour l'étude des interactions entre le fluide porteur  $b$ , le traceur  $a$  et la topographie de l'interface.

L'estimation de la contrainte de frottement pariétale sur des interfaces ondulées révèle que le modèle reproduit bien la réponse linéaire de l'écoulement en présence d'une topographie ondulée pour les deux cas que nous avons traités : les *ripples* de glace en Antarctique et des ondulations topographiques sur Mars. L'augmentation du rapport d'aspect de l'ondulation au-dessus d'une valeur seuil provoque la création de non-linéarités (décollements de l'écoulement) qui sont également bien prises en compte par le modèle. Néanmoins, il s'avère que pour une configuration avec une viscosité faible (cas d'une viscosité  $\nu = 1,53 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ), les résultats des simulations numériques présentent des comportements que l'on ne sait pas expliquer. Les échelles typiques du problème ne sont pas respectées avec cette faible viscosité et ceci peut entraîner des instabilités numériques (Section 4.2.5).

La position du maximum de flux de vapeur d'eau coïncide presque avec la position du maximum de contrainte de frottement à la paroi. La corrélation entre ces deux phénomènes est grande et l'écoulement va fortement influencer l'évolution de la forme de la surface topographique. Ces deux quantités présentent généralement un déphasage par rapport à l'ondulation topographique. La valeur de ce déphasage est fonction du nombre de Reynolds de nombre d'onde  $Re_k$  (qui dépend de la vitesse de frottement  $u_*$ , de la viscosité du fluide  $\nu$  et du nombre d'onde  $k$ ). L'influence de la surface topographique sur l'écoulement implique nécessairement une asymétrie de l'intensité du transfert de masse à l'interface. Pour les deux cas traités sur Terre et Mars, on observe que le déphasage se produit à l'amont de la crête de l'onde topographique pour des valeurs de  $Re_k$  appartenant au régime laminaire ( $Re_k < 500$ ). Au-delà, on observe un déphasage vers l'aval.

En Antarctique, les *ripples* de glace se développent à la surface des zones de glace bleue dans un contexte de sublimation et sous l'influence du vent. Elles subissent une ablation continue mais qui est plus intense sur la face amont que sur la face aval. Ceci provoque une migration dans le sens du vent des morphologies. Néanmoins, contrairement aux observations [Bintanja, 2001] nous ne prédisons pas de croissance de ces objets. Ceci peut s'expliquer soit par une mauvaise prédiction de la position du déphasage de la contrainte et des flux, soit que des facteurs autres que le vent et le transfert de masse sont impliqués dans leur dynamique (par exemple l'insolation).

Les modélisations numériques s'attachent à étudier l'influence de l'écoulement et des transferts de masse sur une morphologie établie et non pas à l'initiation de celle-ci. Des expériences préliminaires en soufflerie atmosphérique ont permis de visualiser l'émergence d'onde sur une surface capable de sublimer. Ces morphologies se créent à l'aval d'une perturbation de l'écoulement. La condensation d'une couche de glace d'eau à la surface de la glace carbonique qui sublime perturbe l'observation d'une éventuelle migration des structures formées.

L'application du modèle numérique de transport-diffusion à des cas "naturels" est préliminaire. Ainsi nous devons encore explorer les gammes de  $Re_k$  et différents rapports d'aspect  $AR$  pour s'assurer de la fiabilité du modèle. En effet, certains comportements ne sont pas encore bien compris comme par exemple la migration à l'aval du maximum de contrainte de frottement. L'absence d'un modèle de turbulence abouti est un réel manque pour la pertinence des simulations et l'estimation de la position des maxima de flux. En particulier pour l'étude des ondulations à la surface de Mars puisque le nombre de  $Re_k$  va être élevé pour les grandes longueurs d'ondes, telles que les petites ondes de sédimentation martiennes.





# Chapitre 6

## Discussion et conclusion

Au cours de cette thèse, j’ai mené une étude visant à explorer la réponse morphologique d’une surface de glace sujette au transfert de masse par sublimation et condensation. Celle-ci est basée sur deux approches différentes :

- La première, implique une étude morphologique et spectroscopique de la calotte polaire Nord de Mars et en particulier l’observation et la description d’ondes de sédimentation. Les conditions climatiques à la surface de la calotte polaire Nord de Mars appuient l’idée que la dynamique des ondes est contrôlée par l’action combinée du vent et de la sublimation/condensation de la glace.
- Dans un second temps, j’ai étudié numériquement les échanges gazeux qui se produisent à une interface de glace capable de sublimer et de condenser. Il s’avère que le vent et la surface topographique contraignent fortement les processus de transfert de masse et donc les processus d’accumulation et d’ablation de la glace.

Afin de proposer un modèle de dynamique d’onde de sédimentation à la surface des glaciers, les résultats obtenus pour ces deux études sont mis en commun et discutés dans ce chapitre.

Dans un premier temps je rappellerai les principaux résultats obtenus pour l’approche observationnelle d’une part et l’approche numérique d’autre part. Ces résultats me permettent de proposer un modèle de migration d’onde de glace par l’action couplée du vent et du changement de phase. Je discuterai ensuite de l’implication de ce modèle pour la migration des petites ondes de sédimentation à la surface de la calotte polaire Nord et Mars. Puis j’évaluerai les domaines d’application du modèle numérique et les développements nécessaires à son amélioration. À la surface de la calotte polaire Nord de Mars, on observe de nombreux objets dont la formation est attribuée à l’action couplée du vent et du changement de phase de la glace. Quelles sont les conditions nécessaires pour observer l’émergence de ces structures et quel lien peut-on établir entre celles-ci ? Enfin, dans la dernière section je conclurai sur l’ensemble de ce travail de thèse et je présenterai les perspectives ouvertes par cette étude.

### 6.1 Synthèse

Les interactions complexes entre les vents catabatiques et la cryosphère peuvent mener au développement d’objets morphologiques à la surface des glaciers. L’un des exemples le plus parlant de cette interaction est le développement d’ondes de sédimentation à la surface des calottes polaires de la Terre et de Mars (Fig. 6.1). Ces ondes de sédimentation présentent des caractéristiques communes qui sont les suivantes :

- Leurs crêtes se développent selon un grand angle avec les vents catabatiques.



- Leurs pentes sous le vent sont généralement plus raides que leurs pentes face au vent.
- Les propriétés de surface alternent entre la face au vent et la face sous le vent. La face au vent est généralement recouverte de grains de glace fins et propres avec parfois la présence de sastrugi ou de dunes longitudinales qui indiquent une accumulation préférentielle. La pente sous le vent présente une surface peu rugueuse composée de gros grains de glace métamorphisé lorsque l'accumulation est réduite et de couches de glace métamorphisée et poussiéreuse lorsqu'une ablation nette se produit.
- La stratigraphie interne révèle que les ondes de sédimentation sont des structures d'accumulation.
- L'asymétrie des propriétés de surface traduit une dynamique à long terme : les ondes de sédimentation migrent généralement à contre-sens du vent au cours de leur formation.

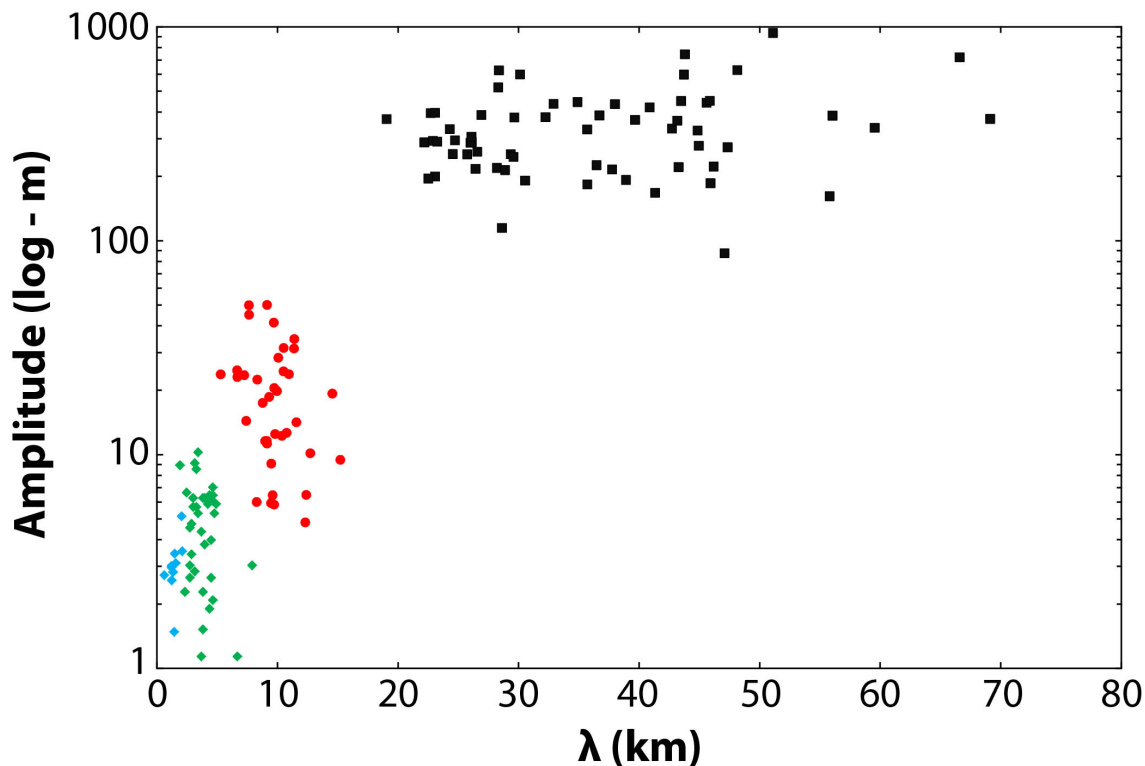


FIGURE 6.1 – Amplitude  $A$  en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  des ondes de sédimentation en Antarctique (mégadunes) (losanges bleus [Frezzotti et al., 2002] et losanges verts [Dadic et al., 2013]), des petites ondes de sédimentation martiennes (ronds rouges) et des grandes ondes de sédimentation martiennes (carrés noirs).

À la surface de la calotte polaire Nord de Mars on observe le développement de deux échelles d'ondes de sédimentation.

J'ai analysé leurs caractéristiques à l'aide de données variées et complémentaires issues des instruments à bord des sondes en orbite autour de la planète. La dimension, la morphologie et la topographie de ces structures sont caractérisées grâce aux données altimétriques (MOLA). L'observation de la stratigraphie interne par les données radar SHARAD est essentielle pour déterminer la nature de ces objets dont l'expression à la surface des glaciers est une onde topographique. De plus, l'analyse de la texture de surface de ces ondes à l'aide d'images CTX permet d'apporter des contraintes sur les processus d'accumulation de la glace sur les deux faces des ondes topographiques. Enfin, les propriétés optiques de la glace en surface sont analysées par spectroscopie

grâce aux données issues de l'imageur hyperspectral OMEGA. La profondeur de bande d'absorption à  $1,25\ \mu\text{m}$  est particulièrement sensible à la variation de la taille optique des grains de glace [Langevin et al., 2005; Brown and Calvin, 2012]. Le calcul d'un critère spectral à cette longueur d'onde permet de distinguer différents degrés de métamorphisme de la glace. La mise en relation de l'ensemble de ces observations par cartographie permet de produire une analyse complète et détaillée de ces structures.

Les grandes ondes de sédimentation ont une longueur d'onde de plusieurs dizaines de kilomètres et une amplitude de plusieurs centaines de mètres (Fig. 6.1). Celles-ci se caractérisent généralement par une ablation nette (parfois une accumulation réduite) de glace ancienne, métamorphisée et plus ou moins riche en poussière sur la pente sous le vent et une accumulation nette de glace récente sur la pente face au vent. De précédentes études ont permis de déterminer que cette asymétrie de redistribution de la glace en surface traduit la migration à contre-sens du vent de ces structures au fur et à mesure de leur développement [Howard, 2000; Smith and Holt, 2010; Smith et al., 2013].

Superposées à ces dernières, on observe des petites ondes de sédimentation d'une longueur d'onde d'environ 10 km et d'une amplitude moyenne de 20 m (Fig. 6.1). À la surface de *Gemina Lingula*, l'analyse de la morphologie, de la stratigraphie interne, de la texture de surface et des propriétés optiques de la glace, révèle que ces ondes de sédimentation migrent à contre-sens du vent sous l'influence d'une asymétrie de l'accumulation de la glace entre les deux faces. La face au vent présente une accumulation de glace plus importante que la pente sous le vent. D'autres champs de petites ondes de sédimentation sont observables à la surface de la calotte polaire Nord de Mars. L'observation de la stratigraphie interne de celles-ci atteste que les petites ondes de sédimentation peuvent également migrer dans le sens du vent [Smith and Holt, 2015]. Dans ce cas, notre analyse morphologique et spectroscopique ne révèle aucune distribution périodique des propriétés de surface de la glace entre les deux faces des ondes.

Les caractéristiques de forme, de composition et de structure interne des deux échelles d'ondes de sédimentation à la surface de la calotte polaire Nord de Mars sont analogues. Néanmoins il apparaît que les grandes ondes de sédimentation martiennes subissent des phénomènes d'ablation de la glace sur leur pente en aval plus intense que les petites ondes de sédimentation. Ceci est probablement dû à une forte accélération des vents catabatiques sur ces pentes raides [Smith et al., 2013].

Les propriétés des petites ondes de sédimentation de glace en font un excellent analogue des ondes de sédimentation décrites en Antarctique : les mégadunes ([Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002]), en terme de dimension (rapport d'aspect  $\approx 2/1000$ ), de stratigraphie interne, de texture de surface (alternance de surfaces rugueuses et lisses) et de processus d'accumulation.

La dynamique singulière des ondes de sédimentation résulte de processus de redistribution de la glace par le vent qui provoque une accumulation asymétrique des dépôts. Il apparaît qu'en Antarctique, le mode de redistribution de la glace est dominé par le transport éolien de neige. À la surface de Mars, celui-ci a probablement une influence mineure par rapport au cycle très actif de sublimation/condensation qui contrôle le bilan de masse de surface. De plus, le fort pouvoir cohésif de la glace prévient du transport de particule par le vent (Fig. 3.37).

Ainsi, je propose que la dynamique des petites ondes de sédimentation à la surface de Mars est contrôlée par l'action combinée des vents catabatiques et des processus de sublimation et de condensation de la glace. Cette conclusion est en accord avec les précédentes hypothèses proposées pour expliquer l'origine et la dynamique des ondes de sédimentation sur Mars [Howard, 2000; Smith and Holt, 2010; Massé et al., 2010, 2012; Smith et al., 2013].

Afin d'étudier l'influence de la sublimation et de la condensation sur l'évolution de la forme des petites ondes de sédimentation de glace à la surface de Mars, j'ai développé et validé un code numérique. Celui-ci permet de coupler l'étude des contraintes de frottement créées par le vent et des processus de transfert de masse à l'interface. La sublimation et la condensation de la vapeur d'eau est traduite mathématiquement par l'équation de transport-diffusion et l'écoulement est traité par les équations de Navier-Stokes. Les systèmes d'équations linéaires sont résolus par la Méthode des Éléments Finis selon la formulation faible de Galerkin. La comparaison des résultats du modèle avec des cas tests issus de la littérature permet de valider le modèle dans le cadre d'un écoulement laminaire. Ainsi, nous obtenons des résultats fiables pour deux configurations extrêmes, un lit plat et une marche à  $90^\circ$ .

Le modèle numérique est appliqué à l'étude des flux de vapeur à la surface des glaciers pour des conditions atmosphériques typiques de zone de glace bleue en Antarctique et de la surface de la calotte polaire Nord de Mars.

Le vent favorise les échanges de flux de vapeur à l'interface. Lorsqu'il y a condensation il accélère la densification et la croissance de la couche de givre [Cheng and Shiu, 2002; Cheng and Wu, 2003; Huang et al., 2010] et lorsqu'il y a sublimation il favorise l'advection verticale de la vapeur d'eau dans l'air [Paterson and Cuffey, 1994; Bergman et al., 2011].

La modélisation de l'écoulement d'une couche limite dynamique au-dessus de surfaces topographiques sinusoïdales confirme que le code numérique est capable de reproduire convenablement la réponse linéaire et non-linéaire d'un écoulement le long d'une surface topographique ondulée [Thorsness and Hanratty, 1979a; Henn and Sykes, 1999; Charru et al., 2013].

La surface topographique modifie le comportement du fluide qui s'écoule au-dessus et influence les contraintes de frottement à l'interface [Charru et al., 2013]. Avec notre modèle numérique, pour de petites longueurs d'ondes, nous observons un déphasage du maximum de la contrainte de frottement à l'amont de la crête. L'augmentation de la longueur d'onde engendre une migration du déphasage sur la pente aval des ondes ( $\lambda > 20$  m). L'évolution de ce déphasage n'est pas connue pour des longueurs d'ondes supérieures à 500 m en raison de problème de stabilité du code numérique. Dans le cadre d'un transfert de masse, on observe que généralement le maximum de flux de vapeur correspond au maximum de contrainte de frottement pariétale. Ceci est valable pour une période de sublimation et une période de condensation. De plus, les simulations révèlent que les processus de sublimation et de condensation ne coexistent pas au sein d'un même calcul.

## 6.2 Discussion

L'étude morphologique et spectroscopique des petites ondes de sédimentation à la surface de la calotte polaire Nord de Mars révèle que celles-ci peuvent migrer dans le sens du vent ou à contre-sens du vent [Herny et al., 2014; Smith and Holt, 2015]. De plus, les modélisations numériques de transport-diffusion de la vapeur d'eau au-dessus d'une onde topographique permettent de calculer des déphasages de la contrainte de frottement pariétale du vent et du flux de vapeur à l'aval et à l'amont des crêtes selon la valeur du nombre de  $Re_k$ . Dans quelles mesures peut-on coupler les données d'observation avec les résultats des simulations numériques ? Quelles sont les implications pour la dynamique des petites ondes de sédimentation ? Quel est le domaine de validité du modèle numérique ?

Nous avons décrit des ondes de sédimentation formées par de la glace. Existe-t-il des ondes de sédimentation constituées d'un matériau autre que la glace ? Leur identification pourrait permettre d'apporter de nouvelles contraintes sur la dynamique des ondes de sédimentation.

Au cours de cette thèse, nous avons étudié la répartition de l'accumulation de la glace sur une surface topographique déjà présente. Quels sont les processus et contraintes qui peuvent être à l'origine de l'émergence de ces ondes de sédimentation à la surface des glaciers ? Quels sont les facteurs qui peuvent inhiber leur développement ? En particulier pourquoi n'observe-t-on pas d'analogues des grandes ondes de sédimentation à la surface de l'Antarctique ?

Enfin, la forme de la surface de la calotte martienne est contrôlée par le bilan de masse de surface. L'interaction entre la cryosphère et l'atmosphère mène à la formation de structures à différentes échelles (petites et grandes ondes de sédimentation, escarpements...). Ces structures sont à priori contrôlées par les mêmes agents physiques (vent et changement de phase), mais les liens entre ces objets topographiques ne sont pas clairs. Les observations des formes associées à la redistribution de la glace par le vent à la surface de la calotte polaire Nord de Mars et également à la surface de l'Antarctique attestent de la complexité du bilan de masse de surface et de la forte analogie entre les processus terrestres et martiens.

Ces remarques et questions sont développées dans la discussion qui suit.

### 6.2.1 Modélisation de la diffusion et du transport de la vapeur à une interface glace-atmosphère : Implications et perspectives

Le modèle numérique que nous avons développé et validé au chapitre 4 est appliqué à l'étude de *ripples* de glace en Antarctique et d'ondes topographiques à la surface de Mars au chapitre 5, permet d'observer l'évolution des flux de vapeur d'eau en fonction des propriétés de l'écoulement et de la topographie. La présence d'une onde topographique perturbe l'écoulement et engendre un déphasage de la contrainte de frottement. La position du déphasage du maximum de contrainte de frottement et du maximum de flux de vapeur d'eau a des implications pour la dynamique des ondes de glace à la surface des glaciers.

#### 6.2.1.1 Modèle de migration des ondes

Les simulations réalisées pour un rapport d'aspect de 2‰, caractéristique des petites ondes de sédimentation, révèlent que le déphasage de la valeur maximum du flux de vapeur d'eau (en sublimation et en condensation) se produit à proximité du maximum de la contrainte de frottement pariétale. En conditions atmosphériques martiennes on observe un déphasage amont pour des longueurs d'ondes inférieures à 20 m environ (Fig. 5.19 - Section 5.2.3.3). On observe ensuite une migration du déphasage à l'aval de la crête jusqu'à une longueur d'onde de 500 m. Au-delà nous n'avons pas de points de mesure. Ces résultats ont deux conséquences principales : (1) le maximum de flux peut se produire potentiellement à l'amont ou à l'aval de la crête et (2) l'interface de glace est soit en accumulation, soit en ablation mais les deux phénomènes ne coexistent pas.

Pour la configuration actuelle du modèle numérique et une surface topographique dont le rapport d'aspect ne permet pas le décollement de la couche limite de vitesse, nous pouvons distinguer plusieurs dynamiques d'ondes de glace qui dépendent du nombre de  $Re_k$  et du bilan de masse (Fig. 6.2) :

- Lorsque la contrainte de frottement maximale et donc le flux de vapeur maximal se produit à l'amont de l'onde on observe deux possibilités :
  - Si la condensation domine, l'onde migre à contre-sens du vent (Fig. 6.2 (a))
  - Si la sublimation domine, l'onde migre dans le sens de l'écoulement (dans la limite de la présence de la glace) (Fig. 6.2 (b))

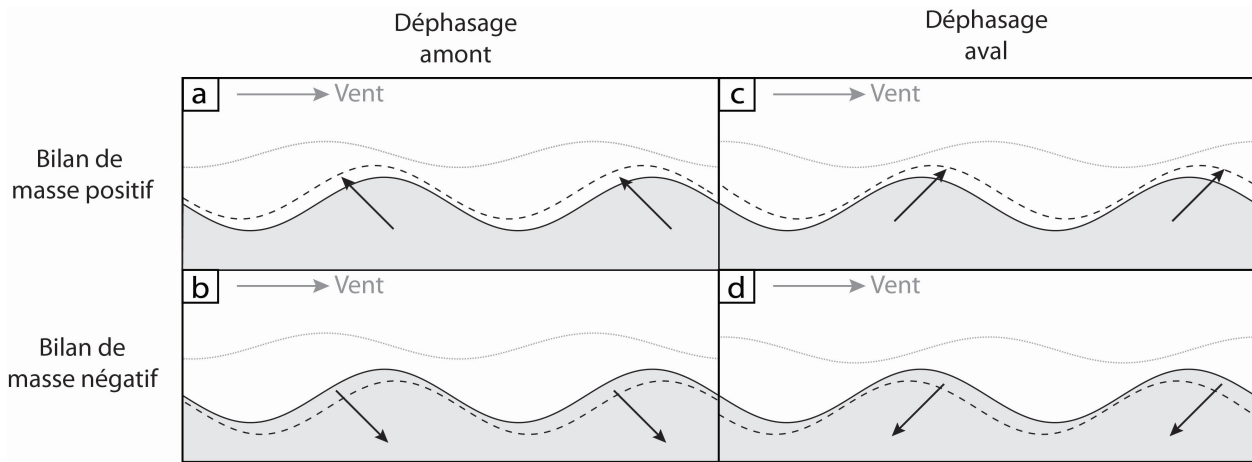


FIGURE 6.2 – Schéma de principe de la dynamique d’ondes de glace soumises à un écoulement et à un transfert de masse par sublimation et condensation. Le trait noir correspond à la surface de l’onde topographique, le trait noir tireté correspond à l’évolution de l’interface sous l’influence du bilan de masse et du déphasage de la contrainte de frottement à la paroi (pointillés gris). Les sens de migrations sont symbolisés par les flèches noires. On distingue 4 cas : le maximum de contrainte de frottement pariétale  $\tau_p$  (trait pointillé gris) et de flux de vapeur se situent à l’amont de la crête : le bilan de masse de surface est positif (a) ou négatif (b), et la contrainte de frottement pariétale  $\tau_p$  produit à l’aval de la crête et le bilan de masse est positif (c) ou négatif (d).

- Lorsque la contrainte de frottement maximale et donc le flux de vapeur maximal se produit à l’aval de l’ondulation on observe deux possibilités :
  - Si la condensation domine, l’onde migre dans le sens du vent (Fig. 6.2 (c))
  - Si la sublimation domine, l’onde migre à contre-sens du vent (dans la limite de la présence de la glace) (Fig. 6.2 (d))

Les processus qui contrôlent les dunes éoliennes sédimentaires et les ondes de sédimentation de glace présentent des points communs. Le comportement hydrodynamique est similaire. La présence d’une topographie engendre une avance ou un retard de l’écoulement par rapport à la position de la crête de l’onde (Fig. 2.13 - Section 2.1.3.4) qui résulte de la contrainte de frottement pariétale  $\tau_p$ . Ce paramètre influence la redistribution du flux des sédiments ou de la vapeur sur la face amont et sur la face aval des ondes. Le déphasage de la contrainte de frottement et du flux provoque une redistribution asymétrique du matériau entre les deux faces de l’onde.

En revanche, la dynamique d’accumulation et d’ablation est bien distincte entre les dunes de sable et les ondes de glace. La singularité réside dans le fait que la dynamique des dunes éoliennes sédimentaires implique un transport de particules tandis que nous considérons que seul le transfert de masse contrôle l’évolution des ondes de glace [Bintanja et al., 2001]. Les dunes de sable migrent lorsque la vitesse de frottement  $u_*$  est suffisante pour mettre en mouvement les grains de telle sorte qu’ils sont transportés des zones d’érosion vers les zones d’accumulation (Fig. 2.13 - Section 2.1.3.4). La position du déphasage du flux est dépendante du déphasage de la contrainte de frottement  $\tau_p$  et également de la longueur de saturation  $L_{sat}$  des sédiments dans le fluide porteur [Claudin and Andreotti, 2006].

À l’inverse, pour les ondes de sédimentation de glace, selon les conditions thermodynamiques données, on observe soit une érosion (par sublimation) sur l’ensemble de l’onde, soit une accumulation (par condensation) sur l’ensemble de l’onde. Le maximum de condensation et de sublima-



tion se produit à la même position pour une configuration hydrodynamique donnée. L'asymétrie des flux de vapeur entre la face amont et la face aval résulte du déphasage de la contrainte de frottement. Dans nos simulations numériques, nous n'observons pas d'écart significatif entre la position de maximum de contrainte de frottement pariétal  $\tau_p$  et le maximum de flux de vapeur d'eau  $m\dot{H}_2O$ . Ceci est probablement lié au fait que la valeur du nombre de  $Sc$  pour des conditions martiennes est proche de l'unité ( $Sc \approx 0,5$ ) et donc que la couche limite dynamique et la couche limite de concentration ont des comportements similaires (Section 4.3.2.2). Ce résultat signifie que pour un cas de transfert de masse par sublimation et condensation de la vapeur sur une surface glacée, la détermination du bilan de masse annuel de la glace va permettre de prédire le sens de migration des ondes de sédimentation en fonction de la position de la contrainte.

Ainsi, ce modèle, défini grâce aux résultats numériques, est quelque peu différent de celui que nous avons proposé au chapitre 3 (Fig. 3.39 pour les petites ondes de sédimentation). En effet, dans ce cas, nous proposons que la vapeur d'eau issue de la sublimation de la glace des faces avals des ondes de sédimentation soit transportée par le vent vers la face amont de l'onde suivante et s'y recondense.

En revanche le modèle proposé ne s'applique pas aux grandes ondes de sédimentation. En effet, la forte accélération du vent sur la face aval par rapport à la face amont et la forte différence d'albédo entre les deux pentes des ondes de sédimentation impliquent des processus thermiques et dynamiques qui ne sont pas pris en compte dans notre modèle [Spiga et al., 2011; Smith et al., 2013].

D'après les résultats des simulations numériques, la dynamique des ondes de sédimentation de glace implique donc deux conditions (Fig. 6.2) : (1) la position du maximum de flux par rapport à la crête de l'onde et (2) la détermination du bilan de masse pour savoir si l'objet est soumis à une ablation nette ou à une accumulation nette.

Ce modèle est en accord avec les observations de l'évolution des *ripples* de glace à la surface de zones de glace bleue [Bintanja et al., 2001] et des résultats de nos modélisations numériques (Section 5.1.3). Les observations montrent que, le temps de l'observation, ces structures peuvent migrer dans le sens du vent [Bintanja et al., 2001]. Les zones de glace bleue sont des surfaces qui subissent une ablation nette de la glace par sublimation. Notre modèle prédit un déphasage à l'amont de la contrainte et du flux de vapeur. Cette configuration correspond au cas de la figure 6.2 (b). Donc les *ripples* doivent migrer dans le sens du vent.

À la surface de la calotte polaire Nord de Mars, les observations révèlent que les ondes de sédimentation peuvent migrer dans le sens ou à contre-sens du vent. De plus, à la surface de la calotte on observe des zones dont le bilan de masse est positif et des zones dont le bilan de masse est négatif. Pour déterminer le sens de migration des ondes à la surface il est donc nécessaire de calculer la valeur du déphasage du maximum de flux et d'évaluer localement cycle annuel de sublimation et condensation de la glace.

### 6.2.1.2 Bilan de masse à la surface de *Gemina Lingula*

D'après les résultats de notre modèle, la définition du bilan de masse à la surface de la calotte polaire Nord de Mars permet donc de définir le sens de migration d'ondes de sédimentation de glace en fonction de la valeur du déphasage de la contrainte de frottement pariétale  $\tau_p$  (Fig. 6.2). Dans ce paragraphe, nous souhaitons estimer le bilan de masse à la surface du plateau de *Gemina Lingula*.

Le bilan de masse à la surface de la calotte polaire Nord de Mars est complexe et très mal contraint [Fishbaugh et al., 2008; Banks et al., 2010]. À la surface de *Gemina Lingula*, les observations de télédétection suggèrent une sublimation totale des dépôts de givre d'eau saisonniers durant l'été [Langevin et al., 2005; Calvin and Titus, 2008; Appéré, 2012]. Ainsi, la glace de la calotte résiduelle serait soumise à la sublimation pendant une partie de l'été et subirait une ablation nette à l'échelle de l'année. Néanmoins, la variabilité interannuelle ne révèle pas de retrait significatif des dépôts à la surface du plateau [Bass et al., 2000; Calvin and Titus, 2008; Byrne et al., 2008; Cantor et al., 2010]. De plus, nous avons défini la présence de petites ondes de sédimentation sur le lobe de *Gemina Lingula*. La stratigraphie interne et la texture de surface attestent que ces figures se forment grâce à une accumulation de glace (Fig. 3.22 - Section 3.2.2.2). En effet, on n'observe pas d'exhumation de couches de glace et de poussière qui serait synonyme d'ablation nette comme pour la face aval des grandes ondes de sédimentation. Donc d'après les observations, le plateau de *Gemina Lingula* sur lequel se développe un champ de petites ondes de sédimentation présente un bilan de masse annuel positif.

À la surface du plateau, Appéré [2012], à partir des données OMEGA, estime que l'épaisseur de la glace d'eau accumulée au début de l'été est de l'ordre de 0,6 mm. Avec l'équation 2.4 et les données TES (Fig. 5.9) nous estimons qu'au cours d'une année le taux de sublimation est de l'ordre de 0,3 à 0,6 mm/an (à  $U_\infty = 5$  et 10 m/s - Fig. 5.12 - Section 5.2.1.2). Néanmoins, la valeur est calculée pour une moyenne des données TES à la surface de la calotte et ne fait pas la distinction entre les zones à fort albédo et à faible albédo. Il est donc possible que l'on surestime la valeur réelle de vapeur d'eau sublimée à la surface de *Gemina Lingula*. Néanmoins, les valeurs calculées sont de l'ordre de grandeur ou inférieures au taux de condensation estimé à partir des données OMEGA [Appéré, 2012].

Dans le but de calculer les taux de sublimation caractéristiques de la surface de *Gemina Lingula*, la température d'équilibre est obtenue grâce à un bilan d'énergie des flux (Fig 6.3 - Section 2.1.1.2 et 5.2.1.2) à une latitude de  $\theta = 82^\circ$  (latitude moyenne de *Gemina Lingula*) et pour des valeurs d'albédo mesurés à la surface de *Gemina Lingula* au cours de l'été [Calvin and Titus, 2008]. Grâce au calcul d'équilibre des flux, le taux de sublimation obtenu entre  $L_s = 90^\circ$  et  $L_s = 140^\circ$  est de l'ordre de 0,1 à 0,2 mm/an ( $U_\infty = 5$  et 10 m/s). Il apparaît que les valeurs de températures de surface estimées au début de l'été ( $L_s \leq 110^\circ$ ) sont trop élevées. La température réelle est probablement plus faible du fait de l'inertie thermique de la glace et des températures plus faibles au printemps à cause de la couverture de  $CO_2$  (dont la température d'équilibre vaut 150 K). Ajouter le terme de flux de conduction  $F_{cond}$  à ce modèle permettrait de prendre en compte l'inertie thermique de la glace et de mieux estimer la température. Au milieu de l'été, les températures de surface calculées sont en accord avec les données de la *Mars Climate Data Base* issues des GCM (<http://www-mars.lmd.jussieu.fr/>). Malgré cette probable surestimation des températures de surface au début de l'été, le taux de sublimation annuel calculé grâce au bilan d'énergie est inférieur à l'estimation du taux d'accumulation de la glace d'eau à l'issue du printemps [Appéré, 2012].

Les données d'observation et les calculs de flux de vapeur d'eau à la surface de *Gemina Lingula* sont donc favorables à une accumulation nette de la glace à la surface. Dans ce cas, d'après les résultats de notre modèle numérique (Fig. 5.19 - 5.2.3.3), les ondes de glace inférieures à 20 m de longueur d'onde se propagent à contre-sens du vent. Pour des longueurs d'ondes de 50, 100 et 500 m, les ondes se propageraient dans le sens du vent.

Bien que notre modèle ne permette pas d'estimer la valeur du déphasage du maximum de flux

de vapeur d'eau pour des ondes de sédimentation de 10 km de longueur d'onde, la détermination du bilan annuel nous permet d'anticiper la dynamique de l'écoulement au-dessus de ces objets. En effet, les observations morphologiques et spectroscopiques attestent que les petites ondes de sédimentation migrent à contre-sens du vent à la surface du plateau de *Gemina Lingula*. D'après notre modèle, il est nécessaire que le maximum de contrainte de frottement pariétale et donc que le maximum de flux de vapeur se produise à l'amont des crêtes (Fig. 6.2 (a)).

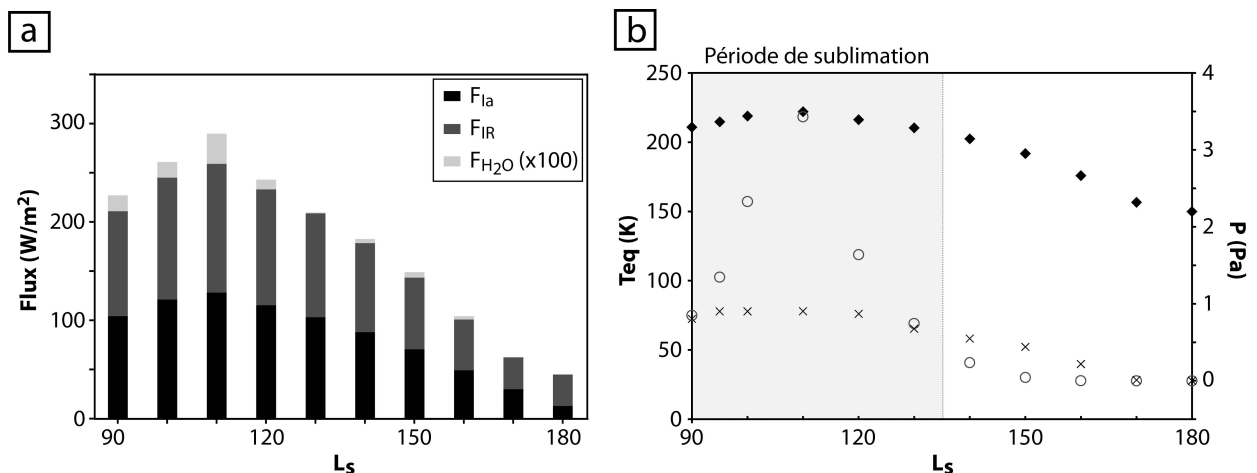


FIGURE 6.3 – (a) Bilan des flux calculé à la surface de la glace à une latitude de  $82^\circ$  Nord (Eq. 2.1 - Section 5.2.1.2). Pour une meilleure visibilité la valeur des flux de chaleur latente de la vapeur d'eau est multipliée par 100. La température de la calotte est essentiellement contrôlée par l'insolation solaire. (b) Évolution de la température à l'équilibre des flux (carré noirs), de la pression de saturation de la vapeur d'eau (croix) et de la pression partielle de vapeur d'eau (cercle - données TES) en fonction de la longitude solaire  $L_s$  (°). La zone grise délimite la période de sublimation.

### 6.2.1.3 Domaine d'application du modèle numérique

Le modèle numérique développé permet de simuler l'interaction couplée d'un transfert de masse et d'un écoulement au-dessus d'une topographie. Ce modèle a été appliqué pour différents cas d'études présentant une variation de rapport d'aspect  $AR$ , de longueur d'onde  $\lambda$  et de viscosité  $\nu$ . Il est important de déterminer les domaines pour lesquels l'écoulement présente un comportement fiable et les points fondamentaux pour améliorer ce modèle.

Dans un premier temps, le modèle numérique montre une bonne réponse de l'écoulement aux phénomènes linéaires et non linéaires (Fig 5.4 - Section 5.1.3). En effet, pour plusieurs rapports d'aspect d'ondes topographiques, le profil de contrainte de frottement pariétale normalisé  $\tau_n$  présente un comportement conforme aux modélisations et aux expériences issues de la littérature (Fig 5.5 - Section 5.1.3). Lorsque que le rapport est faible, la contrainte de frottement pariétale normalisée oscille autour de 1. Lorsque le rapport d'aspect s'amplifie (par exemple à 10%) on observe des effets non linéaires. L'écoulement décolle à l'aval de la crête entre  $0^\circ$  et  $-90^\circ$  et recolte sur la face suivante entre  $-180^\circ$  et  $-270^\circ$ . Ces observations, associées à la validation des cas tests sur un lit plat et sur une marche descendante (Section 4.3), permettent d'affirmer que l'écoulement simulé réagit correctement pour des configurations très différentes.

Pour des valeurs de viscosités de l'ordre de  $1 \times 10^{-3} \text{ m.s}^{-2}$ , le nombre de  $Re_k$  de l'écoulement est faible (Tab. 6.1) ce qui confère un comportement laminaire à l'écoulement. La réponse

de l'écoulement a été comparée aux résultats obtenus avec un code de stabilité linéaire pour lequel on résout les équations RANS avec un modèle de Prandtl pour décrire la viscosité turbulente, en utilisant la longueur de mélange définie par Van Driest. Les résultats obtenus donne un déphasage à  $23^\circ$  pour la contrainte en amont de la crête, en accord avec ceux obtenus par le modèle, bien que légèrement supérieur. Pour de plus faibles viscosités cinématiques de l'écoulement ( $\nu$  de l'ordre de  $1 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-2}$ ), la stabilité n'est pas encore maîtrisée et les profils de contraintes de frottement pariétaux ne sont pas en accord avec les simulations numériques présentées dans la littérature (Fig 5.5 - Section 5.1.3), en particulier lorsque des non linéarités se développent (Fig 5.4 - Section 5.1.3). Ces instabilités peuvent avoir deux causes. La première est que pour cette valeur de viscosité il est peut être nécessaire de prendre en compte un modèle de turbulence ( $Re_k > 561$ ). La deuxième est que la taille des mailles du domaine n'est pas adaptée à la faible viscosité du fluide et nécessite de retravailler le maillage.

L'étude de l'évolution de la contrainte de frottement pariétale le long d'une topographie ondulée permet d'apporter des contraintes sur l'évolution d'une forme érodable [Thorsness and Hanratty, 1979a]. Il est donc important de pouvoir estimer avec une bonne confiance la valeur du déphasage de la contrainte de frottement pariétale et du flux de vapeur.

Pour des ondulations caractéristiques des *ripples* des zones de glace bleues (première ligne du tableau 6.1), la faible valeur du nombre de Reynolds permet de négliger l'utilisation d'un modèle de turbulence [Charru et al., 2013]. Dans ce cas, la valeur du déphasage paraît cohérente avec l'évolution du modèle et des mesures de Thorsness and Hanratty [1979a] (Fig. 5.6 - Section 5.1). Néanmoins, notre point de mesure est en dehors de la gamme calculée par Thorsness and Hanratty [1979a].

Avec une configuration d'onde topographique de 10 m de longueur d'onde dans un environnement martien (deuxième ligne du tableau 6.1) on observe un déphasage à l'amont de la crête en accord avec les modèles de stabilités linéaires [Thorsness and Hanratty, 1979a; Charru et al., 2013]. Néanmoins, l'écart entre les résultats de nos simulations et les résultats de Thorsness and Hanratty [1979a] est de l'ordre de  $25^\circ$ . Il s'avère que pour cette configuration, le nombre de  $Re_k$  est à la limite du régime turbulent [Charru et al., 2013]. Ainsi, l'absence de la prise en compte de la longueur de mélange turbulente peut expliquer l'écart entre notre résultat et ceux issus de modèles d'instabilité linéaire et de dispositifs expérimentaux.

Afin de confirmer le bon comportement de notre modèle dans les cas où l'on peut négliger les effets de la turbulence, il est nécessaire de réaliser de nouveaux points de mesures pour des  $Re_k$  compris entre 10 et 500.

$\lambda$ (m)	$AR$ (%)	$\nu$ (m.s <sup>-2</sup> )	$z_0$ (m)	$u_*$ (m.s <sup>-1</sup> )	$Re_k$	$kD$	$\Delta\theta$ (°)
0,2	10	$1,0 \times 10^{-3}$	$7,0 \times 10^{-5}$	0,270	8,59	3142	14,0
10	0,2	$6,6 \times 10^{-4}$	$1,0 \times 10^{-4}$	0,148	$3,55 \times 10^2$	62,8	43,2
50	0,2	$6,6 \times 10^{-4}$	$1,0 \times 10^{-4}$	0,148	$1,77 \times 10^3$	12,6	-27,4
100	0,2	$6,6 \times 10^{-4}$	$1,0 \times 10^{-4}$	0,148	$3,55 \times 10^3$	6,3	-57,6
500	0,2	$6,6 \times 10^{-4}$	$1,0 \times 10^{-4}$	0,148	$1,77 \times 10^4$	1,3	-104,6

TABLE 6.1 – Paramètres utilisés pour les modélisations présentées à la section 5.1.3 et 5.2.3.3 du Chapitre 5. La valeur d'angle de phase correspond à la position par rapport à la crête de l'onde du maximum de contrainte de frottement pariétale normalisé  $\tau_n$ .

À plus grandes longueurs d'ondes (troisième, quatrième et cinquième lignes du tableau 6.1), nous observons un déphasage à l'aval de la contrainte de frottement pariétale et du flux de vapeur d'eau. L'observation de ce déphasage aval avec notre modèle numérique n'est pas encore pleinement comprise puisque les modèles de stabilité linéaire estiment généralement que le déphasage se produit à l'amont des crêtes [Thorsness and Hanratty, 1979a; Charru et al., 2013].

En effet, lorsque la hauteur de l'écoulement  $D$  est très grande devant la longueur d'onde ( $kD \gg 1$ ), le sommet de la couche limite n'affecte pas l'écoulement proche de la surface et on observe des déphasages à l'amont de la crête [Andreotti et al., 2012]. Les simulations réalisées pour les *ripples* en Antarctique et pour une longueur d'onde de 10 m à la surface de la calotte polaire Nord de Mars (respectivement première et deuxième ligne du tableau 6.1) peuvent être résolues pour cette hypothèse de petites perturbations.

A l'inverse, compte tenu de la faible hauteur de couche limite dynamique choisie ( $D = 100$  m), caractéristique de la hauteur à laquelle on obtient la vitesse maximale de l'écoulement de vent catabatique, la valeur du  $kD$  n'est plus très grande devant 1 pour des longueurs d'ondes de 50, 100 et 500 m (Tab. 6.1). La contrainte de frottement pariétale est alors affectée par le sommet de l'écoulement [Andreotti et al., 2012]. Pour observer une migration de l'angle de phase à l'aval de la crête, il est nécessaire que le terme d'inertie de l'écoulement soit supérieur au terme de gravité. Ce rapport correspond à un nombre de Froude  $Fr > 1$  (Eq. 4.39 - Section 4.1.6).

Dans le modèle numérique, nous imposons en condition d'entrée du domaine numérique (bord  $\Gamma_4$ ) un profil d'écoulement qui suit une loi logarithmique (Eq. 2.5 - Section 2.1.2.1) d'une épaisseur  $D$  de 100 m (valable pour le cas d'étude en Antarctique et sur Mars). Une condition d'adhérence ( $u$  et  $v = 0$  m/s) est fixée à l'interface inférieure (bord  $\Gamma_1$ ). Une condition de Neumann est appliquée sur le bord de sortie et le bord supérieur du domaine numérique (respectivement bords  $\Gamma_2$  et  $\Gamma_3$ ). De ce fait, nous ne contraignons pas le sommet de la couche limite dynamique. De plus, le nombre de Froude n'est pas implémenté dans les équations utilisées pour les modélisations numériques présentées dans ce manuscrit.

Il y a deux possibilités pour expliquer le déphasage à l'aval de l'écoulement pour notre modèle numérique :

- Le modèle numérique est sensible à la faible valeur du  $kD$  et malgré l'absence du nombre  $Fr$ , cela suffit à faire migrer le maximum de la contrainte de frottement pariétale et de flux à l'aval de la crête.
- L'écoulement se comporte comme un fluide infini ( $kD \gg 1$ ), dans ce cas le déphasage des contraintes de frottement se produit nativement à l'amont de la crête [Charru et al., 2013]. Cependant, pour un  $Re_k$  compris entre 1600 et 5500 environ, le modèle d'instabilité linéaire développé par Charru et al. [2013] prédisent un déphasage à l'aval. Cette gamme de  $Re_k$  est compatible avec les modélisations réalisées pour des longueurs d'ondes de 50 et 100 m (Tab. 6.1). Néanmoins, les déphasages obtenus avec le modèle d'instabilité linéaire sont très faibles ( $< 5^\circ$ ) contrairement à ceux que nous obtenons (Tab. 6.1). De plus dans cette gamme de  $Re_k$ , l'influence des effets de la turbulence ne sont plus négligeables. Celle-ci affecte très probablement la valeur de l'angle de phase.

Afin de comprendre quels sont les facteurs, au sein du modèle numérique, qui permettent cette migration à l'aval de la contrainte de frottement pariétale, il est nécessaire de réaliser plusieurs tests :

- Réaliser des simulations pour des configurations d'écoulement respectant l'hypothèse des petites perturbations et pour lesquels on peut négliger les effets de la turbulence (petit  $Re_k$ ).



- Achever le modèle de turbulence par la méthode  $k - \varepsilon$  présentée en Annexe B.
- Introduire et faire varier le nombre de Froude dans les équations de Navier-Stokes adimensionnées (Section 4.1.6).
- Appliquer une condition au sommet de la couche limite.

Le modèle numérique est préliminaire et nécessite de subir davantage de tests et d'améliorations. Il persiste une incertitude sur le domaine de validité du modèle. Il apparaît que pour des petites ondes topographiques, dans la gamme de  $Re_k$  où l'on peut négliger les effets de la turbulence, les résultats du modèle sont conformes aux modèles et aux expériences présentées dans la littérature [Thorsness and Hanratty, 1979a; Henn and Sykes, 1999; Charru et al., 2013]. Pour les plus grandes longueurs d'ondes, les processus qui provoquent le déphasage de la contrainte à l'aval de la crête ne sont pas encore bien compris. L'influence du nombre de Froude  $Fr$  sur le comportement de l'écoulement est présentée à la section 6.2.2.2.

## 6.2.2 Évolution du régime d'écoulement

Les ondes de sédimentation à la surface des glaciers présentent des dynamiques singulières en comparaison à celles observées pour les dunes éoliennes de sable [Bagnold, 1954]. Sur Terre, des figures sédimentaires appelées antidunes et ondes de sédimentation se développent sous l'eau [Kennedy, 1960; Allen, 1985; Wynn and Stow, 2002]. Plusieurs auteurs [Frezzotti et al., 2002; Smith et al., 2013; Dadic et al., 2013], ont établis une analogie entre ces structures sous-marines et les ondes de sédimentation à la surface des glaciers. En effet, sous l'eau et à la surface des glaciers, les ondes de sédimentation présentent des caractéristiques morphologiques et dynamiques communes. Les antidunes et les ondes de sédimentation sous-marines se forment et se développent sous l'action d'un régime d'écoulement singulier et dépendant du nombre de Froude [Kennedy, 1960; Allen, 1985; Wynn and Stow, 2002]. L'analogie entre les ondes de sédimentation à la surface des glaciers et ces structures sous-marines peut permettre d'apporter de nouvelles contraintes sur les paramètres qui contrôlent les ondes de sédimentation.

### 6.2.2.1 Antidunes et ondes de sédimentation sous l'eau :

Les antidunes sont des figures sédimentaires contrôlées par le nombre de Froude  $Fr = U_\infty / \sqrt{g_p L}$  (Eq. 4.39 - Section 4.1.6) [Kennedy, 1960; Allen, 1985]. Celui-ci traduit l'importance relative de l'énergie cinétique par rapport à l'énergie potentielle. Si sa valeur est inférieure à 1 on dit que le régime est subcritique et si sa valeur est supérieure à 1 on dit que le régime est supercritique. Dans le cadre des figures qui se développent sous l'eau, la longueur caractéristique  $L$  correspond à l'épaisseur du fluide  $D$  en mouvement.

Les antidunes fluviales se développent sur un lit érodable, dans des écoulements d'eau peu profonds et ont des longueurs d'ondes allant du centimètre au mètre [Allen, 1985]. Selon la valeur du nombre de  $Fr$ , elles peuvent migrer dans le sens de l'écoulement ( $Fr < 1$ ), être stationnaires ( $Fr = 1$ ) ou migrer à contre-sens de l'écoulement ( $Fr > 1$ ) [Kennedy, 1960; Allen, 1985]. Néanmoins, dans les rivières ces structures sont généralement instables en raison du passage régulier entre un régime subcritique ( $Fr < 1$ ) et un régime supercritique ( $Fr > 1$ ) ce qui entraîne leur effondrement au cours duquel elles migrent dans le sens de l'écoulement. Ceci se traduit par des discordances et des laminations lenticulaires tronquées dans la stratigraphie interne des antidunes fluviales [Allen, 1985; Alexander et al., 2001].

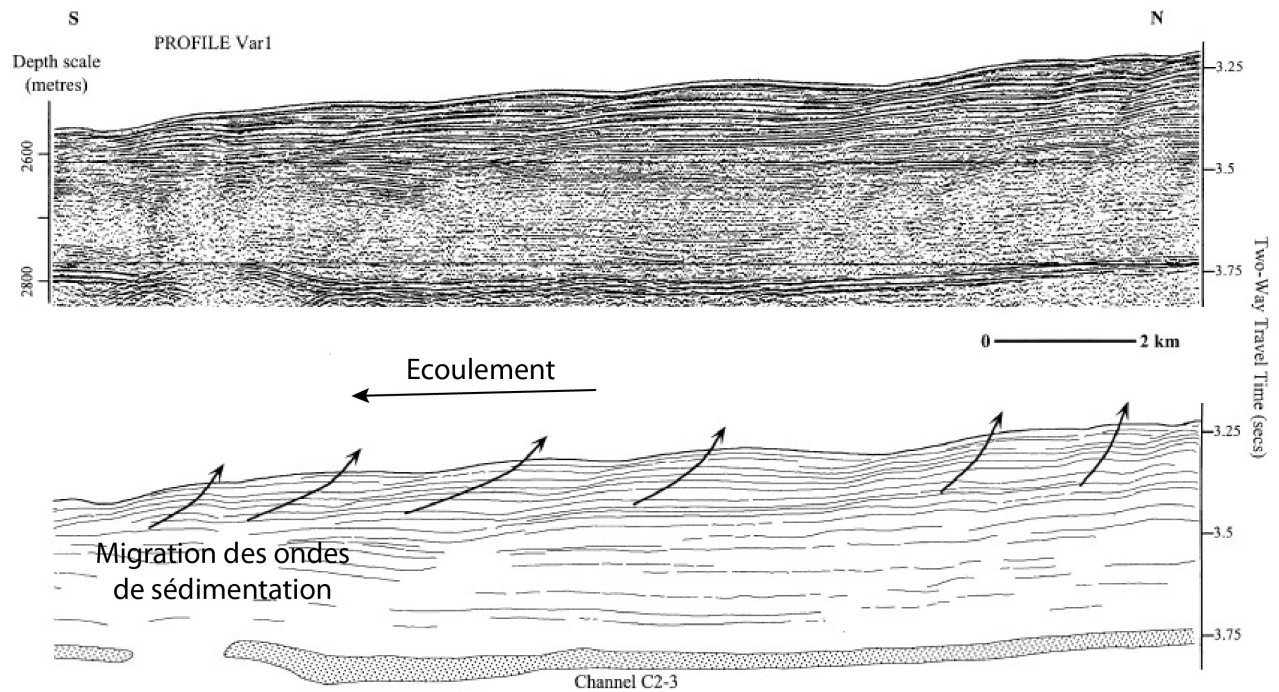


FIGURE 6.4 – Ondes de sédimentation sur le flanc Est de la ride sédimentaire du Var [Migeon et al., 2000]. Profil sismique (haut) et coupe interprétative (bas). L'écoulement va du Nord au Sud tandis que les crêtes migrent dans le sens opposé.

Les ondes de sédimentation présentent une dynamique similaire à celle des antidunes. Ce sont des structures qui se développent dans des environnements sous-marins et qui contrairement aux antidunes fluviales résultent d'une accumulation de sédiments à long terme [Normark et al., 1980; Migeon et al., 2000; Lee et al., 2002; Wynn and Stow, 2002; Cartigny et al., 2011].

Les observations de profils sismiques et les forages dans des zones d'ondes de sédimentation permettent d'établir des caractéristiques communes avec les mégadunes de neige [Frezzotti et al., 2002] et les petites ondes de sédimentation à la surface de la calotte polaire Nord de Mars (Section 3.2) [Smith and Holt, 2015] :

- Les ondes peuvent se former sur de vastes étendues des fonds marins [Wynn and Stow, 2002].
- Leur longueur s'étend sur plusieurs dizaines de kilomètres, les longueurs d'ondes varient entre 0,2 et 10 km et leur amplitude entre 2 et 150 m [Normark et al., 1980; Migeon et al., 2000; Lee et al., 2002; Wynn and Stow, 2002].
- Les crêtes se développent sub-parallèlement aux courbes de niveau de la surface topographique et presque perpendiculairement avec l'écoulement. De plus, la direction de l'écoulement est influencée par l'effet de Coriolis [Wynn and Stow, 2002].
- La pente aval est souvent plus raide que la pente amont [Normark et al., 1980; Migeon et al., 2000].
- Les ondes de sédimentation migrent généralement à contre-sens du courant sous l'effet d'une accumulation de sédiments plus importante sur la face amont que sur la face aval [Normark et al., 1980; Migeon et al., 2000; Lee et al., 2002; Wynn and Stow, 2002].
- La granulométrie est différente entre les deux faces des ondes. [Migeon et al., 2000]. On observe une accumulation préférentielle de grains grossiers sur la face amont et de grains

plus fins sur la face aval. Cette différence de rugosité peut favoriser la migration à contre-courant [Lee et al., 2002].

Il est admis que la majorité des ondes de sédimentation sont associées à des courants de profondeur ou à des courants turbiditiques [Migeon et al., 2000; Wynn and Stow, 2002]. Le sens de migration de ces ondes est majoritairement à contre-sens de l'écoulement mais elles peuvent potentiellement, sous un régime subcritique, migrer dans le sens de l'écoulement principal comme les antidunes fluviales [Wynn and Stow, 2002; Cartigny et al., 2011]. Un cas extrême d'antidunes et d'onde de sédimentation correspond aux *cyclic steps* [Kostic et al., 2010; Cartigny et al., 2011]. Ces ondes se forment sous l'influence d'un écoulement supercritique sur la pente amont et d'un écoulement subcritique à l'aval. La transition entre les deux régimes provoque la formation de sauts hydrauliques. Smith et al. [2013] établissent une analogie entre ces figures sous-marines et les grandes ondes de sédimentation qui se caractérisent par la formation de sauts catabatiques au niveau des creux des formes (Fig. 2.36 - Section 2.2.4.4).

### 6.2.2.2 Nombre de Froude

Les différentes analogies entre les antidunes, les ondes de sédimentation sous-marines, les petites ondes de sédimentation, les grandes ondes de sédimentation et les mégadunes en Antarctique convergent vers la dépendance de ces figures avec le nombre de Froude  $Fr$  (Eq. 4.39 - Section 4.1.6) [Kennedy, 1960; Frezzotti et al., 2002; Andreotti et al., 2012; Smith et al., 2013; Dadic et al., 2013; Cartigny et al., 2014].

Les écoulements catabatiques sont des écoulements gravitaires qui se développent proche de la surface de glace et peuvent avoir un comportement analogue à celui d'un écoulement d'eau de faible profondeur au-dessus d'un lit érodable. À la surface de la calotte polaire Nord de Mars, on considère que la longueur caractéristique  $L$  correspond à la hauteur pour laquelle le maximum de vitesse de vent catabatique est atteint, soit environ 100 m durant l'été (Fig. 3.37 - Section 3.3.2.2). Dans ce cas, compte tenu de la longueur d'onde moyenne de 10 km des petites ondes de sédimentation, le sommet de l'écoulement va fortement interagir avec la surface topographique des petites ondes de sédimentation ( $kD \approx 6,0 \times 10^{-2} \ll 1$ ) [Andreotti et al., 2012].

Pour des vitesses de référence de 3 à 10 m/s à la surface du plateau de *Gemina Lingula* (Fig. 3.37 - Section 3.3.2.2) et une hauteur de 100 m, il apparaît que la valeur du nombre de Froude  $Fr$  est largement inférieure à 1. Ceci signifie que la contrainte de frottement pariétale de l'écoulement présente un retard par rapport à la crête. Donc dans ce cas, avec une accumulation nette à la surface du plateau, on observera une migration à contre-sens de l'écoulement. Ces valeurs du nombre de  $Fr$  sont cohérentes avec notre modèle de migration.

Selon notre modèle (Fig. 6.2), pour observer une migration dans le sens du vent des petites ondes de sédimentation, il est nécessaire que le maximum de contrainte se produise à l'aval de la crête ( $Fr > 1$ ). Pour une hauteur de 100 m, il est nécessaire que la vitesse de référence atteigne une valeur de 20 m/s environ. Cette vitesse est élevée et peut s'observer le long des fortes pentes à la surface de la calotte polaire Nord de Mars [Spiga et al., 2011; Massé et al., 2012; Smith et al., 2013]. Ainsi, il est difficile d'expliquer la migration dans le sens du vent des ondes de sédimentation situées entre  $180^\circ$  E et  $240^\circ$  E du pôle Nord (Fig. 3.17 et 3.19 (3) - Section 3.2) avec ces valeurs de  $Fr$  (pour  $D = 100$  m) et notre modèle d'accumulation de la glace. Les modèles climatiques prédisent généralement des vitesses de vent plus importantes dans cette région que sur le plateau de *Gemina Lingula* mais la hauteur de la couche limite dynamique associée n'est pas communiquée [Massé et al., 2012; Smith et al., 2013]. Durant le printemps, les maximums de vitesse de vent peuvent être atteints à des hauteurs proches de la surface (Fig. 3.37  $L_s = 60^\circ$  - Section

3.3.2.2). Des simulations numériques analogues à celles fournies par Aymeric Spiga (LMD) sur le plateau de *Gemina Lingula* (Fig. 3.37 - Section 3.3.2.2) peuvent permettre de contraindre plus précisément la hauteur de la couche limite dynamique et les vitesses de vent à différentes saisons sur cette région.

La formulation du nombre de Froude proposée ici est généralement utilisée pour caractériser les propriétés dynamiques des ondes sous une tranche d'eau. Cette expression nécessite peut-être d'être adaptée pour mieux représenter l'action des vents catabatiques sur la surface [Pétré and André, 1991; Dadic et al., 2013].

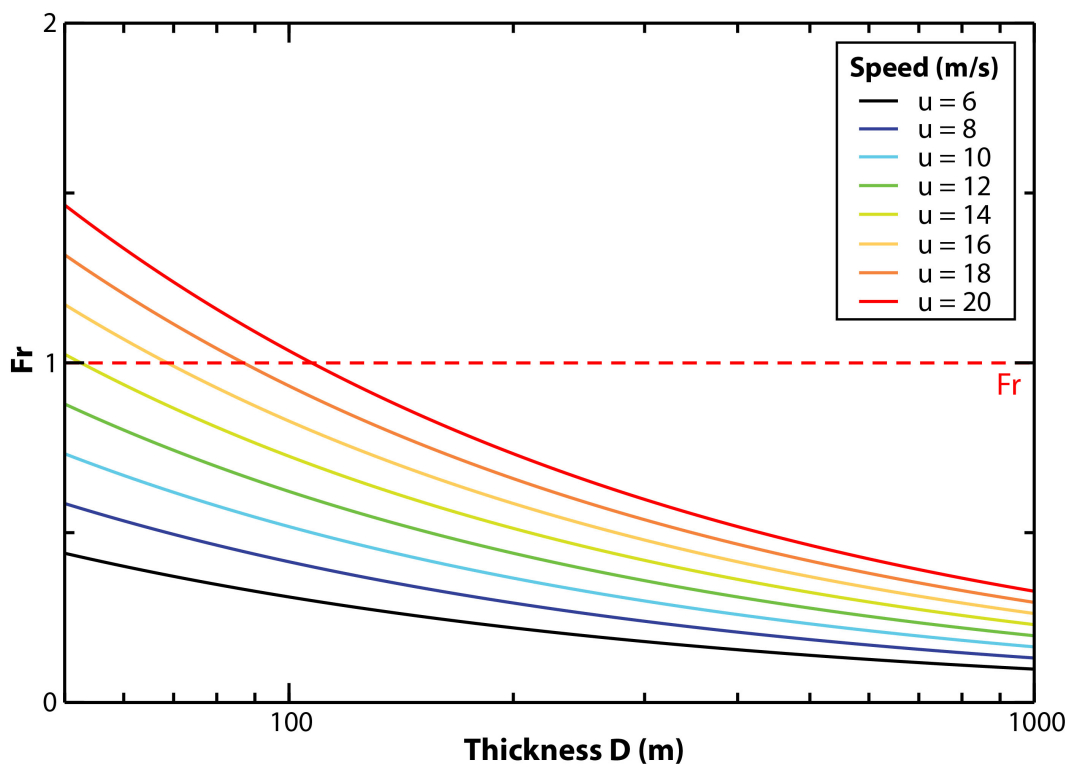


FIGURE 6.5 – Calcul du nombre de Froude  $Fr = U_\infty / \sqrt{g_p L}$  en fonction de la vitesse de l'écoulement  $U_\infty$  et de la hauteur  $D$ . Avec  $g_p = 3,73 \text{ m.s}^{-2}$ . Le trait pointillé rouge permet de limiter le régime subcritique ( $Fr < 1$ ) du régime supercritique ( $Fr > 1$ ).

### 6.2.3 Conditions d'initiation des ondes de sédimentation

L'étude présentée dans ce manuscrit s'est attachée à observer et modéliser l'évolution de formes sous l'influence du vent et de processus d'ablation et d'accumulation. Quels sont les facteurs qui peuvent être à l'origine de la formation de ces ondes ? Bien que l'Antarctique et la calotte polaire Nord de Mars partagent des caractéristiques communes qui permettent le développement d'ondes de sédimentation, on n'observe qu'une seule longueur d'onde à la surface de l'Antarctique alors que l'on en observe deux à la surface de la calotte polaire Nord de Mars. Quelles caractéristiques propres à chaque calotte polaire peuvent expliquer cette différence ?

#### 6.2.3.1 Insolation et albédo

La calotte polaire Nord de Mars est régulièrement soumise à de fortes tempêtes qui engendrent le dépôt de poussière à sa surface [Cantor et al., 2010]. L'ajout de poussière à la glace diminue

son albédo et augmente sa capacité d'absorption de l'énergie solaire [Warren, 1982; Lucey and Clark, 1985]. Cette énergie provoque un réchauffement de la surface et/ou des changements de phases [Benn and Evans, 2010]. Lors d'une période de sublimation et en considérant une exposition au Soleil identique des surfaces, le taux d'ablation de la glace sera plus important sur les zones foncées, à faible albédo, que sur les zones claires, à fort albédo. L'évolution de l'interface  $s(x, t)$  est affectée par ces variations spatiales d'albédo qui peuvent mener à la formation de dépressions.

Cette hypothèse est proposée par Ivanov and Muhleman [2000] et Ng and Zuber [2006] pour expliquer l'initiation de la formation des dépressions en spirales et l'alternance de zones sombres et de zones claires à la surface de la calotte polaire Nord de Mars initialement considérée comme une étendue plane de glace. Néanmoins, ces études considèrent que les dépressions en spirales correspondent à une incision des dépôts stratifiés. Or, quelques années plus tard, les données radars SHARAD ont permis de définir que les dépressions en spirales correspondent en réalité aux faces sous le vent de grandes ondes de sédimentation qui se construisent par accumulation à la surface de la calotte [Smith and Holt, 2010; Smith et al., 2013].

Les expériences en soufflerie atmosphérique réalisées à l'ECN (Section 5.3) ont montré qu'il est possible de créer à partir d'un lit plat de glace carbonique, des structures ondulées grâce à un écoulement, sans influence d'une source lumineuse puisque les parois de la soufflerie sont calfeutrées. Il est par contre nécessaire que l'écoulement soit perturbé par une anomalie de la surface topographique en amont.

Ainsi, il est possible qu'un dépôt non uniforme de la poussière à la surface de la calotte polaire Nord de Mars engendre des variations de taux de sublimation et de condensation qui produisent des variations de pentes topographiques [Ng and Zuber, 2006]. Ces anomalies de pentes topographiques peuvent potentiellement provoquer une perturbation de l'écoulement en aval à l'origine de l'initiation d'une topographie ondulée. Il est nécessaire pour cela que les variations d'albédo à la surface d'une étendue plane de glace soient suffisantes et récurrentes (sur plusieurs années) pour provoquer une évolution topographique significative.

L'influence de la perturbation de l'écoulement des vents à la surface d'une calotte est discutée dans la section suivante.

### 6.2.3.2 Vents catabatiques

Les vents catabatiques contrôlent la dynamique actuelle des ondes de sédimentation [Howard, 2000; Frezzotti et al., 2002; Smith and Holt, 2010; Smith et al., 2013; Dadic et al., 2013; Herny et al., 2014]. Les ondes de sédimentation et l'écoulement à la surface sont co-dépendants, c'est-à-dire que l'écoulement modifie les formes de surface et en réponse, les formes de surfaces déforment l'écoulement. L'interaction entre le vent et la surface érodable (par transport de particule et/ou changement de phase) est probablement à l'origine de l'émergence de ces formes. En effet, les vents, par des effets d'instabilités et de perturbations peuvent provoquer l'émergence de structures de type "dunes" qui vont se développer et migrer [Thorsness and Hanratty, 1979b; Charru et al., 2013].

La présence d'un obstacle engendre des perturbations des écoulements qui peuvent être à l'origine d'oscillations à l'aval de celui-ci [Hunt et al., 1980; Stull, 1988; Durran, 1990]. Ces ondes atmosphériques, en se propageant, peuvent affecter les contraintes de frottement à la surface de la glace et provoquer l'émergence d'ondes topographiques [Howard, 2000; Frezzotti et al., 2002].

À petite échelle, dans la soufflerie atmosphérique de l'ECN, nous avons observé la formation d'ondes topographiques de longueur d'onde constante à l'aval d'une perturbation de l'écoulement



(Fig. 5.25 - Section 5.3.2.3). La faible longueur de la surface de glace ne permet pas d'observer une diminution de l'influence de l'onde au bout d'une certaine longueur.

À la surface de la calotte polaire Nord de Mars, les sauts catabatiques observés sont associés à la présence de nuages (Fig. 2.36 - Section 2.2.4.4). Ponctuellement, ces nuages ( $\approx 20\%$  de la population de nuages observé par les instruments à bord des sondes martiennes) présentent des ondulations qui ont des longueurs d'ondes de l'ordre du kilomètre [Smith et al., 2013]. La présence d'ondulations est liée à la nature de l'écoulement, caractérisé par la valeur du nombre de Froude au sein de l'évènement catabatique [Smith et al., 2013; Cartigny et al., 2014]. Les ondes atmosphériques qui se forment à l'aval des grandes ondes de sédimentation pourraient donc être à l'origine de la formation des petites ondes de sédimentation [Howard, 2000; Smith et al., 2013].

Une étude approfondie couplant l'étude de la forme des nuages, leurs caractéristiques hydrodynamiques et des processus de transfert de masse sont nécessaires pour confirmer le lien entre ces deux phénomènes.

Néanmoins, à la surface de *Gemina Lingula*, les petites ondes de sédimentation se forment alors qu'il n'existe pas de grandes ondes de sédimentation au sommet du plateau (Fig. 6.6 (a)). Dans ce cas, la perturbation de l'écoulement est probablement provoquée par une variation abrupte de la pente topographique (Fig. 6.6 (b)). En effet, sur la coupe GG' on observe que la présence des petites ondes de sédimentation est corrélée à une variation soudaine de la pente topographique. Cette observation a également été réalisée en Antarctique par Frezzotti et al. [2002] (Fig. 6.7).

On remarque que les variations de pentes topographiques sont du même ordre de grandeur entre la calotte polaire martienne et la calotte antarctique. Sur une pente très faible d'environ  $0,02\%$ , on n'observe pas de développement d'ondes, tandis qu'elles se développent pour des pentes régionales de l'ordre de  $0,15\%$ . Comme la vitesse des vents catabatiques est directement contrôlée par l'intensité de la pente topographique et la stratification de l'atmosphère, il apparaît que les ondes de sédimentation se forment pour une vitesse de vent associée à une pente régionale de l'ordre de  $0,15\%$  [Frezzotti et al., 2002; Dadic et al., 2013]. Cette observation est un argument supplémentaire appuyant l'analogie entre ces structures à la surface de deux planètes différentes.

L'accélération des vents catabatiques le long des pentes des calottes polaires peut engendrer, au bout d'une longueur seuil, des phénomènes non linéaires et une brusque variation du champ de pression qui crée un saut catabatique [Ball, 1956; Lied, 1964; Pettré and André, 1991; Yu et al., 2007; Smith et al., 2013]. Ceux-ci peuvent se produire sur des pentes sans anomalies de topographie [Lied, 1964; Pettré and André, 1991]. Ils sont néanmoins favorisés par des pentes fortes et des variations importantes de topographie [Yu et al., 2007; Smith et al., 2013]. Ce phénomène qui explique la dynamique actuelle des grandes ondes de sédimentation peut également expliquer leur initiation [Smith et al., 2013]. En Antarctique, le changement d'intensité de la pente topographique près des côtes favorise l'occurrence de ces phénomènes [Lied, 1964; Pettré and André, 1991; Yu et al., 2007] mais aucunes structures associées, analogues aux grandes ondes de sédimentation n'a été observée jusqu'à présent.

L'étude de la topographie de la calotte au moment de l'initiation des grandes ondes de sédimentation et des petites ondes de sédimentation peut aider à apporter des contraintes sur les caractéristiques de stabilité de l'atmosphère. Jusqu'à présent la formation de ces ondes de sédimentation à la surface de la calotte n'a pas été mise en relation avec un changement climatique majeur associé aux variations d'obliquité des planètes.

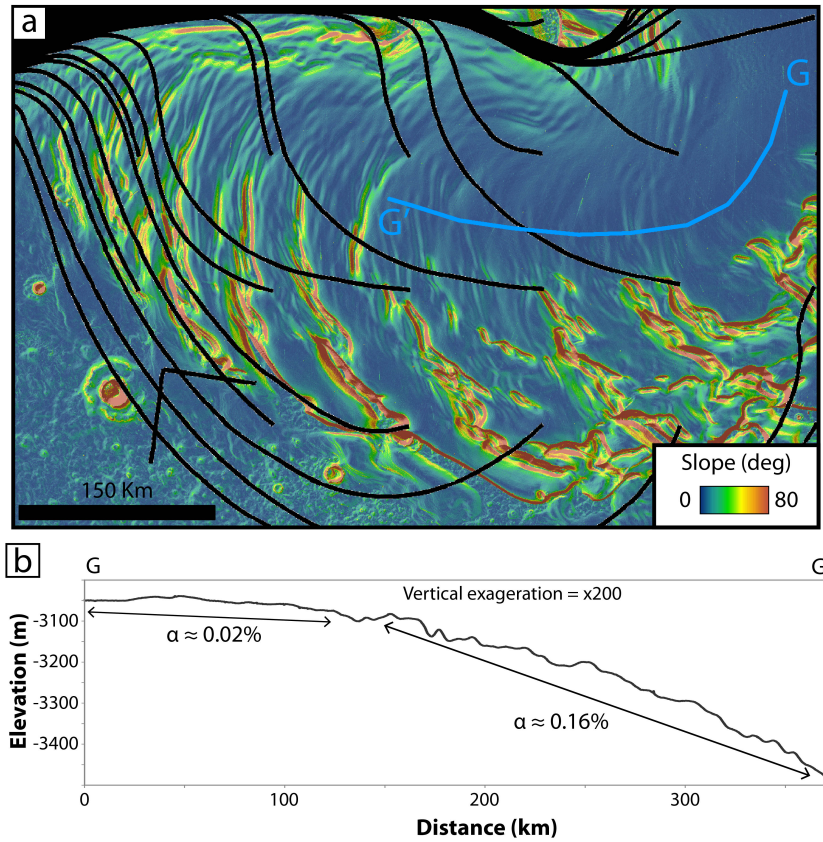


FIGURE 6.6 – (a) Carte des pentes à la surface de *Gemina Lingula* obtenue à partir du MNT MOLA. Les lignes noires symbolisent les lignes de vents catabatiques déduites des observations morphologiques [Howard, 2000; Massé et al., 2012]. La coupe GG' (bleu) est présentée en (b). (b) Coupe topographique le long de la coupe GG' à la surface du plateau de *Gemina Lingula*. On observe la présence des petites ondes de sédimentation au-delà d'une brusque augmentation de la pente topographique  $\alpha$ .

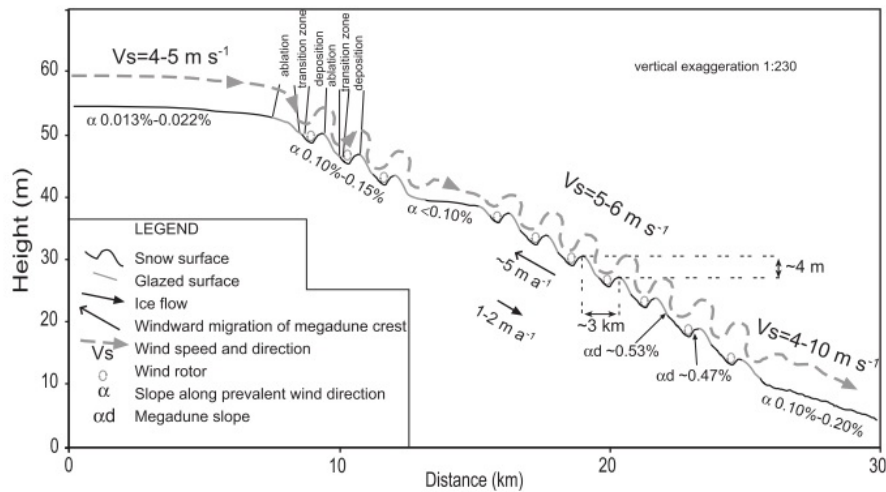


FIGURE 6.7 – Schéma interprétatif de la formation des mégadunes en Antarctique [Frezzotti et al., 2002].

### 6.2.3.3 Analogue terrestre des grandes ondes de sédimentation martiennes

À la surface de la calotte polaire Nord de Mars, nous avons identifié deux échelles d'ondes de sédimentation. Les petites ondes de sédimentation d'une longueur d'onde comprise entre 5 et 12 km sont superposées sur les faces amonts et les crêtes des grandes ondes de sédimentation ( $\lambda$  moyen de 50 km). À l'inverse, en Antarctique, une seule échelle d'onde de sédimentation a été décrite : les mégadunes [Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002]. La présence de ces structures à la surface de l'Antarctique et de la calotte polaire Nord de Mars atteste que ces calottes répondent à des processus de redistribution de la glace en surface comparables (Fig. 6.8).

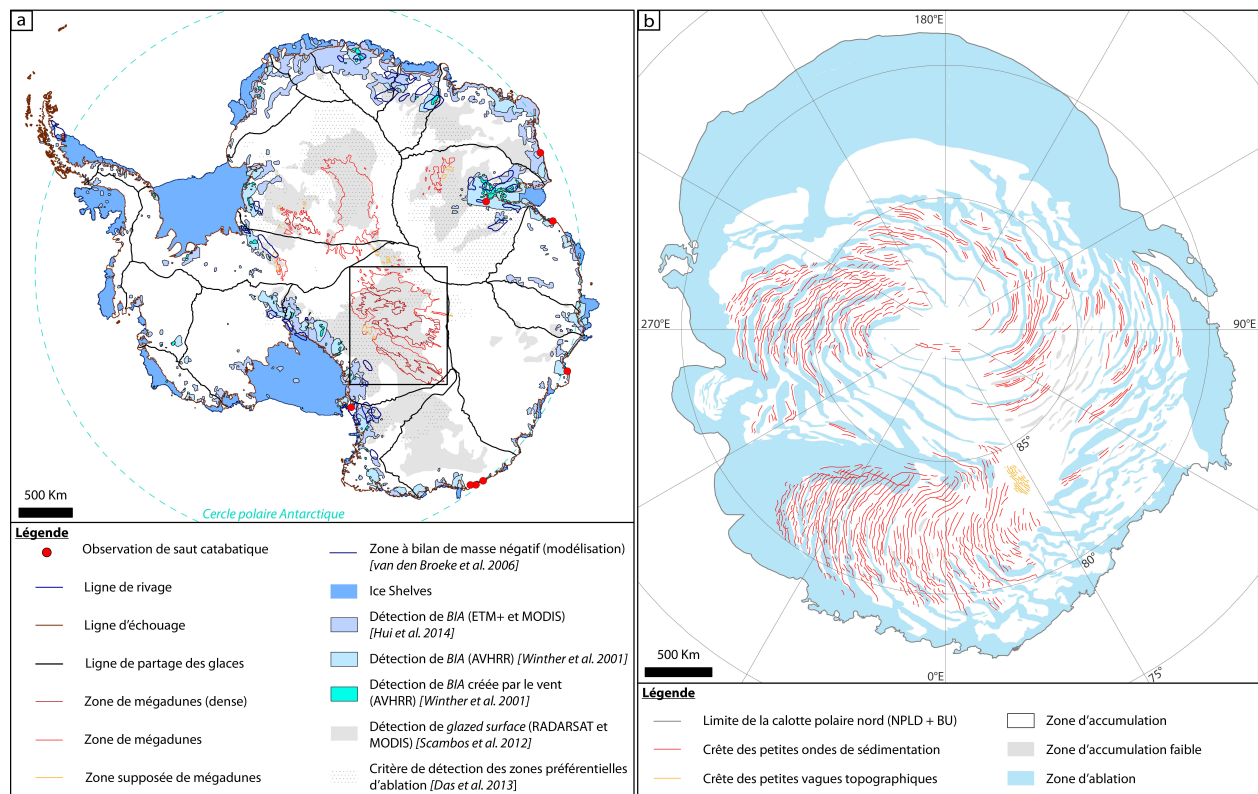


FIGURE 6.8 – (a) Carte des morphologies associées à une ablation nette de la glace (bleu) ou une accumulation faible de la glace (gris et rouge) en Antarctique. Les zones blanches correspondent à des zones d'accumulation nette de la glace. L'extension des champs de mégadunes est déduite d'une mosaïque RADARSAT [Liu et al., 2001]. Les positions des sauts catabatiques sont issues de références bibliographiques indiquées à la section 2.1.2.1. Les contours des lignes de rivage, d'échouage et de partage des glaces et les ice shelves sont issus de la base de données *Antarctic Digital Database* (données topographiques BEDMAP2 [Fretwell et al., 2013]). (b) Carte des zones d'ablation et d'accumulation de la glace à la surface de la calotte polaire Nord de Mars déduite des indices morphologiques.

Existe-t-il un analogue terrestre des grandes ondes de sédimentation martiennes ?

Sur Mars, Smith et al. [2013] proposent que la dynamique des grandes ondes de sédimentation est contrôlée par un processus analogue au *cyclic steps* [Kostic et al., 2010] et associée à la formation de sauts catabatiques au niveau des dépressions (Sections 2.2.4.4 et 6.2.3.2). En Antarctique, ces phénomènes de sauts catabatiques sont également observés, mais aucune forme associée n'a été décrite à ma connaissance. Les observations de ces événements sont limités et se produisent surtout sur les côtes [Ball, 1956; Lied, 1964; Pettré and André, 1991; Gallée and Pettré, 1998; Yu

et al., 2007].

Les zones de glace bleue (*BIA* - Section 2.1.3.1) qui se développent à l'intérieur du continent antarctique sont créées par l'interaction entre les vent catabatiques et la sublimation de la glace [Bintanja, 1999; Sinisalo and Moore, 2010; Zwinger et al., 2015]. Ces surfaces sont caractérisées par un bilan de masse négatif. Les couches de glace anciennes et métamorphisées sont exhumées [Harvey et al., 1998; Warren and Brandt, 2006]. Des poussières et des météorites transportées par la glace s'accumulent à la surface de ces zones d'ablation [Cassidy et al., 1977]. Ces surfaces présentent donc des caractéristiques communes avec la pente sous le vent des grandes ondes de sédimentation (Section 2.2.4.4).

La formation de ces surfaces est généralement associée à la présence d'un relief du socle rocheux [Bintanja, 1999] (Fig. 2.1 - Section 2.1.1.1) alors que la calotte polaire Nord de Mars s'étend dans la plaine de *Vastitas Borealis* qui présente une topographie extrêmement plate [Tanaka et al., 2008].

L'absence d'équivalent des grandes ondes de sédimentation à la surface de l'Antarctique peut être lié à la vitesse d'écoulement de la glace plus importante (de quelques cm/an à quelques km/an [Rignot et al., 2011] que sur Mars (d'environ 0,1 mm/an à 1 cm/an [Hvidberg, 2003]). La vitesse d'écoulement de la glace est accélérée dans les zones d'ablation [Hvidberg, 2003; Zwinger et al., 2014] et si celle-ci est supérieure à la vitesse d'ablation, alors on n'observe pas de formation d'une anomalie topographique [Hvidberg, 2003].

Ainsi, dans la zone de glace bleue située dans la région de *Droming Maud Land* (Fig. 2.1 (a) - Section 2.1.1.1), les mesures de vitesses d'écoulement de la glace sont d'environ 0,25 m/an, tandis que les taux d'ablation sont estimés à environ 0,03 m/an [Zwinger et al., 2014]. Il existe un ordre de grandeur entre ces deux phénomènes. La vitesse d'écoulement de la glace étant plus élevée, elle empêche la formation de dépressions topographiques.

À la surface de la calotte polaire Nord de Mars, le fluage de la glace est plus faible (entre 0,1 et 1 mm/an) [Larsen and Dahl-Jensen, 2000; Greve et al., 2003; Greve and Mahajan, 2005; Hvidberg, 2003] tandis que le taux d'ablation minimal des faces sous le vent des grandes ondes de sédimentation est de 1,2 mm/an [Smith et al., 2013]. Ces deux grandeurs sont à considérer avec prudence car elles sont peu contraintes. Néanmoins, le développement et la persistance de ces grandes ondes de sédimentation attestent que la surface de la calotte est dominée par le bilan de masse de surface.

Ainsi, sur Terre comme sur Mars, on observe l'émergence de couches de glaces anciennes et métamorphisées. La dynamique de ces surfaces résulte de la compétition entre la sublimation, les vents catabatiques et l'écoulement de la glace. En Antarctique, l'écoulement de la glace est dominant devant le processus de sublimation et on n'observe pas de formation de pente topographique (Fig. 2.10 - Section 2.1.3.1). À l'inverse, sur Mars, la sublimation est dominante devant l'écoulement de la glace permettant le développement d'une pente topographique (Fig. 3.40 - Section 3.3.4).

De plus, en Antarctique la glace est beaucoup plus pure que la glace des calottes polaires martiennes [Grima et al., 2009]. Un contraste qui permettrait aux surfaces plus sombres d'absorber plus d'énergie et d'être davantage soumises à la sublimation [Ivanov and Muhleman, 2000; Ng and Zuber, 2006].



### 6.2.4 Relation entre les structures éoliennes à la surface de la calotte polaire Nord de Mars

Les formes à la surface de la calotte polaire Nord de Mars sont contrôlées par des processus physiques commun d'interaction entre les changements de phase de la glace et les vents catabatiques. Néanmoins, le lien entre ces figures n'a jamais été clairement établi.

#### 6.2.4.1 Les petites et les grandes ondes de sédimentation

Nous proposons que les petites ondes de sédimentation et les grandes ondes de sédimentation résultent de l'interaction entre les vents catabatiques et les processus de sublimation et de condensation de la glace (Fig. 3.39 - Section 3.3.2.3). Cette conclusion est en accord avec les hypothèses précédentes de Howard [2000] et [Smith et al., 2013]. Quel est le lien entre ces deux formations ? Est-ce que les grandes ondes de sédimentation résultent de la croissance des petites ondes de sédimentation, ou est-ce que le développement des grandes ondes de sédimentation permet la formation des petites ondes de sédimentation ?

Howard [2000] et [Smith et al., 2013] proposent que la présence des grandes ondes de sédimentation provoquent des perturbations de l'atmosphère à l'origine de la formation des petites ondes de sédimentation. Néanmoins, Howard [2000] note que cette influence n'est probablement pas à l'origine des petites ondes de sédimentation à la surface de *Gemina Lingula*. En effet, la variation de la pente topographique pourrait être suffisante pour former des petites ondes de sédimentation par interaction entre les vents catabatiques et la glace (Fig. 6.6 - Section 6.2.3.2).

De plus, Smith and Holt [2015] observent sur les traces radars que les deux structures peuvent s'initier au même moment. Cette observation indiquera que les grandes ondes de sédimentation ne résultent pas d'une croissance des petites ondes de sédimentation mais se forment indépendamment.

Enfin, les grandes ondes de sédimentation présentent des variations ponctuelles de vitesse de migration mais celles-ci s'effectuent toujours à contre-sens de l'écoulement [Smith and Holt, 2015]. À l'inverse, les petites ondes de sédimentation présentent des sens de migration différents (Section 3.2.4) [Smith and Holt, 2015]. Que se passe-t-il lorsque les grandes et les petites ondes de sédimentation migrent dans des sens opposés ? De même, lorsque les ondes migrent dans le même sens, ont-elles des vitesses de migration comparables ? Les processus qui affectent les grandes ondes de sédimentation impliquent une intensité de l'écoulement plus importante (présence de sauts catabatiques sur la face aval des grandes ondes de sédimentation). Lorsque les ondes se croisent, il est probable que les plus petites longueurs d'ondes de sédimentation soient détruites.

Il apparaît que le lien entre ces structures n'est pas trivial et qu'elles doivent subir une interaction mutuelle [Howard, 2000].

Claudin and Andreotti [2006] proposent une loi d'échelle des longueurs d'ondes des dunes élémentaires basée sur l'inertie des sédiments et proportionnelle à leur longueur de saturation  $L_{sat}$  (Fig. 2.13 - Section 2.1.3.4). Celle-ci est valide pour divers environnements (Terre, Mars, Vénus, aquatique) et nature de sédiment (sable ou neige). Dans notre cas, il n'y a pas de transport de particules. Est-il possible d'établir une loi d'échelle pour des ondes de glace valable pour différents environnements ? Est-ce qu'un terme de similitude caractéristique du transfert de masse tel que le nombre de  $Sc$  peut être un choix pertinent ? Pour l'instant nous n'avons pas été en mesure d'établir un lien entre les différentes échelles d'ondes de sédimentation sur Mars et sur Terre (Fig. 6.1).



### 6.2.4.2 Les escarpements

La calotte polaire Nord de Mars présente de nombreux escarpements, essentiellement sur les bords et ponctuellement à l'intérieur (Fig. 2.37 - Section 2.2.4.5) [Howard, 2000; Pathare and Paige, 2005; Massé et al., 2012]. Ils ont généralement une forme arquée plus ou moins marquée et de fortes pentes (jusqu'à  $30^\circ$ ) qui sont souvent supérieures aux pentes sous le vent des grandes ondes de sédimentation [Howard, 2000; Pathare and Paige, 2005]. L'exhumation des couches de glace se produit sur de grandes épaisseurs (de 200 à plus de 1200 m [Massé et al., 2012]) permettant d'observer des coupes de dépôts stratifiés (Section 2.2.2.3) et localement de l'unité basale (Section 2.2.2.2) [Fishbaugh and Head, 2005; Tanaka et al., 2008; Putzig et al., 2009; Massé et al., 2012].

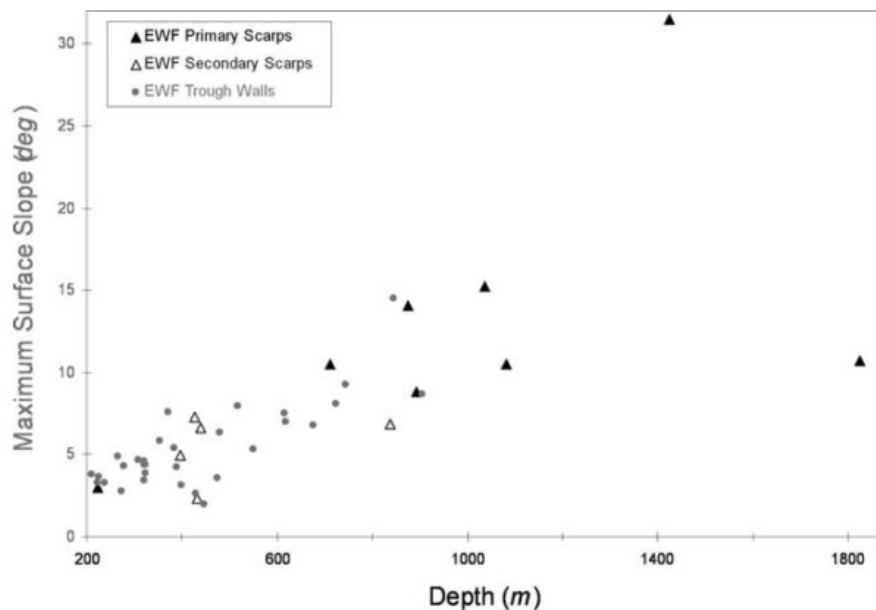


FIGURE 6.9 – Pentes des faces avals des grandes ondes de sédimentation (cercles) et des escarpements (triangles) en fonction de la profondeur (m) des dépressions [Pathare and Paige, 2005].

Si leur mode de formation est sujet à débat [Howard, 1978; Cutts et al., 1979; Howard et al., 1982; Clifford, 1987; Benito et al., 1997; Howard, 2000; Massé et al., 2010, 2012], il apparaît qu'actuellement leur évolution est contrôlée par l'action combinée de la sublimation et des vents catabatiques [Howard, 2000; Warner and Farmer, 2008; Massé et al., 2010, 2012; Smith et al., 2013] comme pour les ondes de sédimentation. Néanmoins, aucune étude n'a confirmé cette hypothèse et de nombreuses questions persistent :

- Quelle est la relation entre les grandes ondes de sédimentation et les escarpements ?  
En d'autres termes, est-ce que les escarpements constituent une évolution des grandes ondes de sédimentation ou non ? Il apparaît que l'évolution de la profondeur et de la pente de ces deux objets suit une même tendance (Fig. 6.9) [Pathare and Paige, 2005]. Donc plus la pente est forte et plus l'épaisseur d'exhumation des couches est importante. Ceci pourrait suggérer que les deux formations répondent aux mêmes processus physiques mais qu'ils sont de plus grande intensité pour les escarpements. En effet, les escarpements présentent des épaisseurs de couches exhumées supérieures aux grandes ondes de sédimentation ainsi que des pentes plus raides ce qui favorise l'accélération des vents catabatiques et les échanges de volatiles [Spiga et al., 2011].
- Quand ces figures se sont-elles formées ? Sont-elles contemporaines aux grandes ondes de sédimentation ou se sont-elles formées au cours de l'accumulation de la calotte ?

- Qu’est-ce qui déterminent la formation des escarpements et leurs formes ?

Certains escarpements présentent une forme en arc de cercle presque parfait (Fig. 2.37 - Section 2.2.4.5) tandis que d’autres ont une forme plus sinusoïdale. Certains escarpements sont très épais et permettent l’exhumation des couches de glace de l’unité basale tandis que d’autres non [Pathare and Paige, 2005; Massé et al., 2012].

Une étude couplée de la morphologie de surface, de la stratigraphie interne, de la composition et de la dynamique (vitesse du vent, taux de sublimation, transport de particules...) est nécessaire pour établir un lien entre ces structures.

### 6.2.5 Les dépôts saisonniers de $CO_2$

Les observations de la glace d’eau à la surface de la calotte polaire Nord de Mars et les modélisations de transferts de vapeur d’eau ont été réalisées au cours de l’été Boréal ( $90^\circ \leq L_s \leq 180^\circ$ ). Durant l’automne, l’hiver et le printemps, les dépôts saisonniers recouvrent la calotte polaire Nord de Mars. Ceux-ci peuvent atteindre une épaisseur de l’ordre du mètre (Fig. 6.10 - Section 2.2.3.4) et sont composés de glace carbonique en grande majorité, de glace d’eau et de poussière [Appéré et al., 2011]. Les dépôts saisonniers n’ont pas une répartition spatiale uniforme à la surface de la calotte. Leurs épaisseurs est fonction de la latitude associée à l’évolution de la température et de la pression. Le maximum des dépôts s’observe proche du pôle (Fig. 6.10).

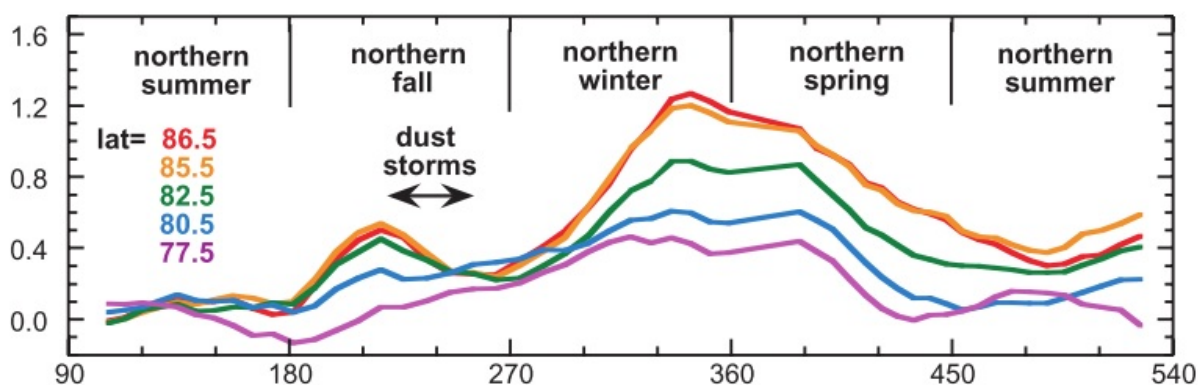


FIGURE 6.10 – Variation de l’altitude  $\Delta h$  (m) (échelle verticale) de dépôts saisonniers en fonction de la longitude solaire  $L_s$  ( $^\circ$ ) (échelle horizontale) de la région polaire Nord de Mars obtenue grâce à l’instrument MOLA. L’évolution spatiale et temporelle de la variation d’altitude  $\Delta h$  est attribuée aux dépôts saisonniers au pôle Nord [Smith et al., 2001].

La glace de  $CO_2$  est présente pendant la majeure partie de l’année à la surface de la calotte. Celle-ci subit des cycles d’accumulation (précipitation ou condensation à la surface) et de sublimation. Étant donné que l’air martien est essentiellement composé de  $CO_2$  gazeux ( $p = p_{CO_2}$ ), le traceur  $b$  et le fluide porteur  $a$  correspondent à la même espèce : le  $CO_2$ . À température constante, il suffit d’un changement de pression pour faire sublimer ou condenser l’espèce à la surface (abondance  $\omega_{CO_2} \approx 1$ ). Ainsi, l’évolution des flux de vapeur de dioxyde de carbone est la même que celle de la vapeur d’eau (Section 6.2.1.1). Lorsque la contrainte de frottement (gradient de pression) est maximale, le flux de sublimation ou de condensation de  $CO_2$  sera lui aussi maximal.

D’après nos observations et nos modélisations numériques, le vent doit favoriser des zones d’accumulation et d’ablation préférentielles des dépôts saisonniers, et donc de la glace d’eau qu’ils contiennent, lors des phases de condensation et de sublimation. Tant que la glace d’eau est recouverte par de la glace de  $CO_2$ , dont la température d’équilibre à la pression atmosphérique est

d'environ 150 K, elle ne se sublime pas [Appéré et al., 2011]. La sublimation se produit lorsque la glace d'eau est libérée de la glace de  $CO_2$ . Ainsi, si une zone est plus rapidement découverte de la glace carbonique, le temps d'exposition de la glace d'eau sera plus long et elle sera sujette à un métamorphisme des grains de glace plus intense.

Durant le printemps et le retrait des dépôts saisonniers, les vents catabatiques sont particulièrement puissants (Fig. 3.37 - Section 3.3.2.2) [Spiga, 2011] et vont affecter les flux de vapeur de  $CO_2$ . J'ai souhaité observer une éventuelle distribution asymétrique de la glace de  $CO_2$  au-dessus des petites ondes de sédimentation martiennes à l'aide d'un critère spectral basé sur la profondeur de bande d'absorption à  $1,43\mu\text{m}$  (Section 3.1.2.2). Les résultats préliminaires ne permettent pas d'observer une distribution périodique avérée des dépôts de glace carbonique associée à la topographie des petites ondes de sédimentation. Nous pouvons conclure que soit la répartition des dépôts de glace carbonique est homogène au-dessus des petites ondes de sédimentation, soit la variation du taux de sublimation entre les faces amonts et les faces avals des ondes est trop faible pour être détectée avec l'instrument OMEGA. Une analyse des cubes à hautes résolutions spatiales CRISM permettrait peut-être de détecter un retrait asymétrique de la glace de  $CO_2$  entre les deux faces des ondes de sédimentation.

### 6.3 Conclusion générale et perspectives

À la surface des calottes polaires, l'interaction entre l'atmosphère et la cryosphère conduit à la formation de figures de surface aux propriétés et aux dimensions variées (Fig. 6.8). Le rôle de la sublimation et de la condensation dans la formation d'objets morphologiques est peu documenté car ce phénomène est mineur sur Terre comparée à la fonte ou au transport de particules de glace. Or, dans des environnements froids et dans lesquels la pression partielle de la vapeur d'eau dans l'atmosphère est faible, la sublimation et la condensation peuvent jouer un rôle important sur les processus de surface des glaciers [Bintanja, 1999; Betterton, 2001; Mölg et al., 2008; Das et al., 2013].

Au cours de ma thèse, je me suis attachée à étudier le rôle de la sublimation et de la condensation sur l'évolution morphologique de la surface d'un glacier. Pour cela, j'ai adopté une approche pluridisciplinaire basée sur des observations morphologiques, des analyses spectroscopiques et des modélisations numériques.

La surface de la calotte polaire Nord de Mars est soumise, d'une part à un cycle de l'eau actif dominé par des processus de sublimation et de condensation et d'autre part, de puissants vents catabatiques déviés par l'effet de Coriolis qui s'écoulent du centre du dôme vers ses bords. L'interaction de ces deux agents géomorphologiques va provoquer une redistribution hétérogène de la glace en surface.

Les petites ondes topographiques, communément appelées ondulations ( $\lambda \approx 10$  km et  $A \approx 20$  m) sont superposées à de grandes ondes topographiques, communément appelées dépressions en spirales ( $\lambda \approx 40$  km et  $A \approx 400$  m). Ces ondes topographiques ont fait l'objet de nombreuses hypothèses de formations [Cutts et al., 1979; Squyres, 1979; Weijermars, 1986; Budd et al., 1986; Fisher, 1993; Ivanov and Muhleman, 2000; Pathare and Paige, 2005; Ng and Zuber, 2006; Rodriguez et al., 2007; Howard, 2000; Tanaka et al., 2008; Smith et al., 2013] qui impliquent des processus tels que le fluage de la glace, la sublimation ou encore le vent.

L'analyse des données radars de la calotte polaire Nord de Mars a récemment permis d'identifier que les dépressions en spirales sont des ondes de sédimentation qui migrent à contre-sens du vent [Smith and Holt, 2010; Smith et al., 2013]. La glace récente et peu métamorphisée s'accumule sur la face amont, tandis que sur la face aval, on observe généralement une ablation nette des

couches de glace anciennes et riches en poussière.

L'étude morphologique, stratigraphique et spectroscopique que nous avons menée sur la calotte polaire Nord de Mars a permis de déterminer que les ondulations sont également des ondes de sédimentation. À la surface du lobe de *Gemina Lingula*, ces ondes de sédimentation migrent à contre-sens du vent en faveur d'une redistribution asymétrique de la glace. La pente sous le vent est composée de gros grains de glace métamorphisés, caractéristique d'une accumulation réduite. La pente face au vent est présente généralement des rides longitudinales et de grains fins de glace peu métamorphisés, caractéristique d'une accumulation de glace plus importante. Ces ondes de sédimentation peuvent également migrer dans le sens du vent lorsque l'accumulation de glace est plus importante à l'aval [Smith and Holt, 2015]. De plus, les petites ondes de sédimentation partagent de nombreuses caractéristiques morphologiques et dynamiques avec les mégadunes en Antarctique [Frezzotti et al., 2002; Dacic et al., 2013] et également avec des ondes de sédimentation qui se développent sous l'eau [Wynn and Stow, 2002].

Nous avons donc identifié deux échelles d'ondes de sédimentation éoliennes superposées qui présentent des caractéristiques communes en termes de morphologie et de dynamique. Le rôle respectif de la sublimation, de la condensation et du transport de particules par le vent dans le contrôle de l'évolution de cette forme est mal contraint à la surface de la calotte polaire Nord de Mars. Le caractère cohésif de la glace et l'absence d'observation directe de transport de particules permet de supposer que ce processus n'est pas un agent dominant de l'évolution des formes de surface. À l'inverse, la sublimation et la condensation de la glace jouent un rôle primordial dans le bilan de masse de la calotte [Fishbaugh et al., 2008; Pankine et al., 2010; Appéré et al., 2011]. Nous supposons donc que les ondes de sédimentation migrent sous l'influence des vents catabatiques et des processus de sublimation et de condensation [Herny et al., 2014]. Ces observations confirment l'hypothèse que ces morphologies sont contrôlées par des processus éoliens [Howard, 2000; Smith and Holt, 2010; Smith et al., 2013].

Le développement et la validation d'un code numérique basé sur la résolution couplée des équations de transport et de diffusion de la vapeur d'eau dans l'atmosphère permettent d'étudier l'action du vent et de la sublimation/condensation au-dessus de surfaces topographiques variées. L'étude numérique des flux de vapeur d'eau le long d'une interface ondulée, de rapport d'aspect équivalent à celui des petites ondes de sédimentation ( $\approx 2\%$ ) permet de proposer un modèle de dynamique des ondes de glace à la surface de la calotte : la migration des ondes est le résultat d'un couplage entre (1) la position du maximum de la contrainte de frottement pariétale et de flux de vapeur d'eau par rapport à la crête de l'onde et (2) le bilan de masse à la surface du glacier.

Ce modèle de dynamique d'ondes de sédimentation éoliennes est singulier comparé à la dynamique des dunes de sable. En effet, si la réponse hydrodynamique de l'écoulement le long d'une onde topographique est comparable [Charru et al., 2013], les processus d'érosion, de transport et de redéposition sont très différents. Dans notre cas il n'y a pas de transport de particules mais un transport de vapeur d'eau. La position du maximum de flux se produit à proximité de la contrainte de frottement pariétale pour des phases de condensation et de sublimation. En d'autres termes, selon les conditions thermodynamiques, le maximum d'accumulation de glace par condensation se produit au même endroit que le maximum d'ablation par sublimation. Le vent favorise les échanges de flux à l'interface : en période de condensation sa vitesse favorise la croissance de la couche de givre [Cheng and Shiu, 2002; Cheng and Wu, 2003; Huang et al., 2010] et en période de sublimation il accélère le coefficient de transfert de masse  $h_m$  de la vapeur [Paterson and Cuffey, 1994; Bergman et al., 2011]. Enfin les processus d'érosion et d'accumulation à la surface des petites ondes topographiques se produisent successivement, selon les conditions de pression et de tempé-

rature de l'environnement. Ainsi, la dynamique des ondes de sédimentation est dépendante d'un cycle annuel de sublimation/condensation.

Par exemple, le plateau de *Gemina Lingula* est caractérisé par un bilan de masse positif. D'après nos observations, les petites ondes de sédimentation qui y sont présentes migrent à contre-sens du vent. Ceci implique que, d'après notre modèle, le déphasage du maximum de flux de vapeur se produit à l'amont de la crête de l'onde. À l'inverse, lorsque les petites ondes de sédimentation migrent dans le sens du vent le déphasage doit se produire sur la face aval de l'onde. Le même processus est possible lorsque la surface est en ablation nette. Ce modèle ne s'applique pas aux grandes ondes de sédimentation puisque dans notre cas on n'observe pas de coexistence de zone d'ablation et de zone d'accumulation. Des phénomènes de vent catabatiques plus puissants contrôlent leur dynamique [Smith et al., 2013].

Cette étude complémentaire basée sur l'observation et l'analyse morphologique et spectroscopique de la surface de la calotte et de la modélisation des processus de transfert de masse de vapeur à la surface d'une surface topographique ondulée, confirme que la sublimation et la condensation vont jouer un rôle géomorphologique à la surface des glaciers. Dans ce cas, le vent redistribue la vapeur d'eau à la surface de la calotte et permet l'émergence de structures à différentes échelles (Fig. 6.8).

Afin, de contraindre la variation des flux de vapeur au-dessus d'une surface topographique ondulée et l'évolution de sa surface, il est nécessaire de bien contraindre la valeur du déphasage de l'écoulement et du flux de vapeur. Ceux-ci sont dépendants des propriétés de l'atmosphère (viscosité, vitesse du vent, hauteur de l'écoulement...), de la longueur d'onde et de la rugosité de la surface. Notre modèle numérique permet, dans le cas d'un écoulement laminaire, d'établir un comportement de la contrainte de frottement pariétale en accord avec les données de la littérature [Thorsness and Hanratty, 1979a; Henn and Sykes, 1999; Charru et al., 2013]. Pour les paramètres du modèle, on observe un déphasage à l'aval de la contrainte de frottement lorsque la longueur d'onde augmente ( $\lambda > 20$  m). Ce comportement n'est pas encore compris car il présente des désaccords avec les modèles de stabilité linéaire [Thorsness and Hanratty, 1979a; Charru et al., 2013].

Le développement de ce modèle est préliminaire et nécessite des améliorations telles que la prise en compte de la turbulence de l'écoulement (Annexe C) et l'étude de l'influence du nombre de Froude sur la position du maximum de contrainte de frottement [Andreotti et al., 2012]. En effet, les différentes analogies établies entre les ondes de sédimentation éoliennes et sous-marines [Frezzotti et al., 2002; Dadic et al., 2013; Smith et al., 2013; Cartigny et al., 2014] attestent l'importance de ce nombre de Froude pour décrire les caractéristiques dynamiques d'un écoulement dense et peu profond [Andreotti et al., 2012]. Cet effet pourrait être pris en compte dans notre modèle grâce à la définition d'une condition à la limite supérieure de l'écoulement.

Enfin, pour le moment, nous ne sommes pas en mesure d'estimer la valeur du déphasage de la contrainte de frottement du vent au-dessus des petites ondes de sédimentation martiennes. En effet, pour cette longueur d'onde ( $\lambda = 10$  km), le calcul numérique n'est pas stable. Un travail concernant le choix des paramètres d'adimensionnement et les échelles typiques du problème est nécessaire pour pouvoir traiter de plus grands domaines.

Cette étude, soulève de nouvelles questions et des perspectives de recherche :

Premièrement, la migration des ondes de sédimentation est fonction du bilan de masse de surface annuel. Ainsi pour déterminer sa valeur il est nécessaire d'évaluer les flux de vapeur d'eau qui



s'échappent de la calotte en période de sublimation et le pourcentage de glace d'eau qui précipite au sein dépôts de  $CO_2$  saisonniers.

Deuxièmement, l'hypothèse que nous développons est que le processus d'accumulation à la surface de la calotte ne dépend que du changement de phase de la glace. Néanmoins, en Antarctique, l'accumulation de la glace est dominée par le transport de particules de neige [Frezzotti et al., 2002]. Il apparaît que des processus physiques différents peuvent produire des figures analogues, les petites ondes de sédimentation martiennes et les mégadunes antarctiques. Quel est le rôle respectif du transfert de masse et du transport de particules dans la dynamique des mégadunes ? Une analyse de terrain dans un champ de mégadunes en Antarctique permettrait la mesure des caractéristiques de la couche limite atmosphérique, des mesures des taux de vapeur d'eau et des taux d'accumulation de particules peut permettre d'apporter des réponses quant à l'implication des différents facteurs physiques responsables de cette dynamique singulière.

Troisièmement, à la surface de la calotte polaire Nord de Mars, la majorité des figures présentes semblent être contrôlées par l'interaction du vent et de la sublimation. Peut-on établir un lien de croissance entre les petites ondes de sédimentation, les grandes zones de sédimentation et les escarpements ? De même, on observe le développement de ces dynamiques en Antarctique (mégadunes) et sous l'eau (les ondes de sédimentation). Une loi d'échelle peut-elle s'appliquer ?

Quatrièmement, l'étude des figures éoliennes observables à la surface des calottes a permis de réaliser la cartographie des zones préférentielles d'ablation. L'interaction air/cryosphère conduit à la redistribution de la glace à la surface des calottes, à l'échelle locale ou globale, de manière complexe. L'identification et l'analyse des surfaces affectées par ces interactions permettent d'évaluer l'influence des facteurs physiques qui contrôlent le bilan de masse de surface. Par exemple, l'absence d'analogie terrestre des grandes ondes de sédimentation est probablement liée à l'écoulement rapide de la glace en Antarctique par rapport au vitesse de sublimation. La compréhension des processus de redistribution de la glace est essentiel pour contraindre le bilan de masse des calottes polaires et également pour l'interprétation des informations issues des données stratigraphiques enregistrées dans la glace (Fig. 6.8) [Rémy and Frezzotti, 2006; Fishbaugh et al., 2008; Das et al., 2013].

Enfin, nous avons étudié les morphologies éoliennes à la surface de la calotte polaire Nord de Mars et celles de l'Antarctique. Mars et la Terre possèdent deux autres calottes qui sont respectivement la calotte polaire Sud de Mars et le Groenland. Ces étendues de glace sont également soumises à l'influence de vents catabatiques [Bromwich et al., 1996; Smith et al., 2015]. L'interaction de cet écoulement avec les surfaces glacée doit créer des formes en surface. À la surface de la calotte polaire Sud de Mars, des grandes ondes de sédimentation de glace sont également observées [Smith et al., 2015]. À l'inverse, le développement d'ondes de sédimentation à la surface du Groenland n'a, à ma connaissance, encore jamais été observé.



## **Annexe A**

### **Sedimentation waves on the Martian North Polar Cap : Analogy with megadunes in Antarctica**



## Sedimentation waves on the Martian North Polar Cap: Analogy with megadunes in Antarctica



C. Herny <sup>a,✉</sup>, M. Massé <sup>b</sup>, O. Bourgeois <sup>a</sup>, S. Carpy <sup>a</sup>, S. Le Mouélic <sup>a</sup>, T. Appéré <sup>c,d</sup>,  
I.B. Smith <sup>e</sup>, A. Spiga <sup>e</sup>, S. Rodriguez <sup>d</sup>

<sup>a</sup> Laboratoire de Planétologie et Géodynamique de Nantes, UMR 6112, CNRS, Université de Nantes, 2 chemin de la Houssinière, BP 92205, 44322 Nantes Cedex 3, France

<sup>b</sup> Institut d'Astrophysique Spatiale, UMR 8617, CNRS, Université Paris 11, Bât. 121, 91405 Orsay, France

<sup>c</sup> Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble, UMR 5274, CNRS, Université Joseph Fourier, BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France

<sup>d</sup> Laboratoire AIM, UMR 7158, CNRS, Université Paris 7, CEA-Saclay/DSM/IRFU/SAP, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

<sup>e</sup> Laboratoire de Météorologie Dynamique, UMR 8539, CNRS, Université Pierre et Marie Curie, Paris, France

### article info

#### Article history:

Received 1 February 2014

Received in revised form 13 May 2014

Accepted 24 June 2014

Available online 10 July 2014

Editor: C. Sotin

#### Keywords:

ice sedimentation waves

megadunes

polar caps

Mars

Antarctica

### abstract

Complex interactions between katabatic winds and the cryosphere may lead to the formation of sedimentation waves at the surface of ice sheets. These have been first described and named snow megadunes in Antarctica. Here we use topographic data, optical images, subsurface radar soundings and spectroscopic data acquired by Mars orbiters, to show that the surface of the Martian North Polar Cap displays two superimposed sets of sedimentation waves with differing wavelengths. These sedimentation waves have similarities with Antarctic snow megadunes regarding their surface morphology, texture, grain size asymmetry, and internal stratigraphic architecture. Both sets of Martian sedimentation waves present young ice and occasional sastrugi fields, indicative of net accumulation, on their shallow-dipping upwind sides, their tops and the intervening troughs. Old layers of dusty ice, indicative of net ablation, are exhumed on the steep-dipping downwind sides of the larger waves. Smooth surfaces of coarse-grained ice, indicative of reduced accumulation associated with sublimation metamorphism, cover the steep-dipping downwind sides of the smaller waves. These surface characteristics and the internal stratigraphy revealed by radar soundings are consistent with the interpretation that both sets of Martian sedimentation waves grow and migrate upwind in response to the development of periodic accumulation/ablation patterns controlled by katabatic winds. The recognition of these sedimentation waves provides the basis for the development of a common model of ice/wind interaction at the surface of Martian and terrestrial glaciers. Martian smaller waves, characterized by reduced net accumulation on their downwind sides, are analogous to Antarctic snow megadunes that have been described so far. A terrestrial equivalent remains to be discovered for the larger Martian waves, characterized by net ablation on their downwind sides.

© 2014 Elsevier B.V. All rights reserved.

### 1. Introduction

#### 1.1. Scope of the paper

Ice accumulation and ablation patterns on glaciers are driven by complex mass and heat transfers between the atmosphere and the cryosphere. Winds, in particular, play a major role in the surface distribution of ice (Parish and Bromwich, 1991; Das et al., 2013) and may lead to the development of sedimentation waves, so-called megadunes, at the surface of ice sheets (Black and Budd, 1964; Fahnestock et al., 2000).

The physical processes that govern the development of megadunes are still unclear because they have complex dynamics, which may involve ice redistribution by winds, ice metamorphism, and kinematic and thermal feedbacks between the ice sheet surface and the atmospheric boundary layer (Frezzotti et al., 2002a; Anschütz et al., 2006; Courville et al., 2007). The existence of megadunes has first-order effects on the glacial mass balance, the glacial flow and the characteristics of the atmospheric boundary layer; a clear understanding of their dynamics is therefore of primary importance for the climatic interpretation of ice records and for the assessment of processes and rates of mass and heat transfers in glaciers (Frezzotti et al., 2002a; Rémy and Frezzotti, 2006).

\* Corresponding author.

Snow megadunes have first been described in Antarctica. Here we show that sedimentation waves observed on the North Polar Cap of Mars (Cutts et al., 1979; Howard, 2000) have similarities with Antarctic snow megadunes in their morphology, internal stratigraphic architecture, surface texture, grain size, and in their dynamics. We illustrate these similarities with (1) topographic data from the Mars Orbiter Laser Altimeter (MOLA) digital elevation model (DEM) at 512 pixels/° resolution and 1 m vertical accuracy (Smith et al., 2001), (2) radar soundings from the SHARAD instrument (Seu et al., 2007), (3) optical images from the Context Camera (CTX) at up to 8 m/pixel resolution (Malin et al., 2007) and from the High Resolution Stereo Camera (HRSC) at up to 10 m/pixel resolution (Jaumann et al., 2007), and (4) hyper-spectral images from the Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité (OMEGA) imaging spectrometer at 350 m to 4.8 km/pixel resolution (Bibring et al., 2004). The identification of these sedimentation waves brings new constraints on the physical processes that govern ice accumulation and ablation on Martian polar caps and may provide the basis for the development of a common model of ice/wind interaction at the surface of terrestrial and Martian glaciers.

## 1.2. Snow megadunes on Earth

Remotely-sensed optical and microwave data combined with field surveys have revealed the existence of extensive fields of megadunes on the Antarctic ice sheet (Black and Budd, 1964; Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002a, 2002b; Anschütz et al., 2006; Arcone et al., 2012). These megadunes develop preferentially where net ice accumulation rates are low (between 7 and 35 mm/yr w.e.; Frezzotti et al., 2002a) and under permanent and uniform katabatic wind regimes (Parish and Bromwich, 1991; Fahnestock et al., 2000; Albert et al., 2004; Lenaerts et al., 2012; Tomasi et al., 2012). Antarctic megadunes generally strike at high angles to katabatic wind streamlines. They are several tens of kilometers in length, about 2 to 5 km in wavelength, but only a few meters in amplitude. Their downwind sides are generally steeper (0.20–0.30°) than their upwind sides (0.05–0.25°) (Frezzotti et al., 2002a, 2002b). Their surface displays periodic ice distribution patterns (Goodwin, 1990; Frezzotti et al., 2002a; Albert et al., 2004). On the one hand, their upwind sides, their tops and the intervening troughs are generally covered by fields of fine-grained sastrugi, a few centimeters to 1.5 m in height and parallel to wind streamlines, indicative of enhanced accumulation. On the other hand, their downwind sides are generally characterized by smooth glazed surfaces underlain by thick layers of coarse-grained depth hoar formed by sublimation metamorphism, indicative of reduced net accumulation.

This asymmetry in surface ice properties and net accumulation rates across megadunes has been mapped from multispectral remote sensing data over wide areas of Antarctica (Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002a, 2002b; Scambos et al., 2007, 2012). It appears to be a long-term pattern according to radar stratigraphic soundings (Frezzotti et al., 2002a; Anschütz et al., 2006; Arcone et al., 2012). As net ice accumulation rates are larger on their upwind sides than on their downwind sides, snow megadunes behave as sedimentation waves that migrate upwind as they build up, which is at odds with the usual sense of migration of aeolian dunes (Bagnold, 1954).

## 1.3. The Martian North Polar Cap

The North Polar Cap is approximately 1300 km in diameter and its maximal thickness is about 3 km (Fig. 1) (Zuber et al., 1998). This cap is an accumulation of water ice layers with various amounts of dust (Grima et al., 2009). It rests on the remarkably flat northern plains of Mars (Fig. 1(b)) (Tanaka et al., 2008;

Putzig et al., 2009). Its surface is subject to a permanent and nearly uniform regime of katabatic winds that turn westward under the effect of the Coriolis force as they descend and accelerate from the polar high towards the ice cap margin (Fig. 1(a)) (Howard, 2000; Spiga, 2011; Massé et al., 2012). The pressure is low (6.5–9.5 mbar Haberle et al., 2008) and the surface temperature of the North Polar Cap varies from 145 K in winter ( $270^\circ < L_s < 360^\circ$ ) to 220 K in summer ( $90^\circ < L_s < 180^\circ$ ) (Jakosky and Farmer, 1982; Forget and Pollak, 1996; Pankine et al., 2010).

Ice accumulation processes on the North Polar Cap may include precipitation of ice crystals from the atmosphere (Whiteway et al., 2009) and direct condensation of water vapor onto the ice cap surface (Ivanov and Muhleman, 2000). Ablation occurs dominantly by sublimation during the north polar summer due to the low partial pressure of water vapor in the atmosphere ( $<10^{-2}$  mbar) and the seasonal increase in temperature (Jakosky and Farmer, 1982; Ivanov and Muhleman, 2000; Pankine et al., 2010). Long-term net ice accumulation rates, as computed from tuning the stratigraphy of the upper 500 m of the North Polar Cap with Martian orbital cycles, are close to 0.5 mm/yr (Laskar et al., 2002; Fishbaugh and Hvidberg, 2006; Milkovich et al., 2008), whereas short-term rates derived from the obliteration of recent impact craters are an order of magnitude higher (Herkenhoff and Plaut, 2000; Banks et al., 2010). This discrepancy might reveal either a recent increase in the net ice accumulation rate or a difference between short-term and long-term accumulation rates. Whatever its reason, this supports the idea that the relationship between the ice cap stratigraphy and the chronology of past orbital cycles is not trivial (Sori et al., 2014).

## 2. Two sets of sedimentation waves on the Martian North Polar Cap

### 2.1. Large sedimentation waves

The surface morphology of the North Polar Cap is dominated by large spiral-shaped topographic waves that strike at high angles to katabatic winds (Fig. 1) (Howard, 2000; Massé et al., 2012; Smith et al., 2013). These topographic waves define alternating ridges and troughs, hundreds of kilometers in length, 60 km in average wavelength and hundreds of meters in amplitude. The downwind sides of the ridges are steeper (2–15°) than their upwind sides (0.5–7°) (Howard, 2000; Pathare and Paige, 2005). The surface composition differs between both sides (Fig. 2): nearly pure and young ice uniformly covers their upwind sides and tops, while old layers of ice mixed with dust and hydrated minerals are exhumed on their downwind sides (Howard et al., 1982; Massé et al., 2010, 2012).

These large topographic waves correspond to sedimentation waves that migrate upwind as they build up, in response to an asymmetry in the accumulation/ablation pattern (Fig. 1(b), Fig. 2(b) and (c)) (Smith and Holt, 2010; Smith et al., 2013). Stratigraphic unconformities visible on SHARAD radargrams and differences in ice surface properties reveal that long-term net accumulation occurs on their upwind sides and tops, while long-term net ablation, leading to exhumation of old ice and dust layers, occurs on their downwind sides (Fig. 1(b), Fig. 2(a) and (c)) (Cutts et al., 1979; Squyres, 1979; Howard, 2000; Ivanov and Muhleman, 2000; Ng and Zuber, 2006; Smith and Holt, 2010; Massé et al., 2010, 2012; Smith et al., 2013). This asymmetry in the accumulation/ablation pattern has been attributed to the combined action of (1) katabatic winds and (2) sublimation/condensation processes due to the volatile nature of water ice at Martian conditions of pressure and temperature (Howard, 2000; Ivanov and Muhleman, 2000; Ng and Zuber, 2006; Smith and Holt, 2010; Massé et al., 2012).



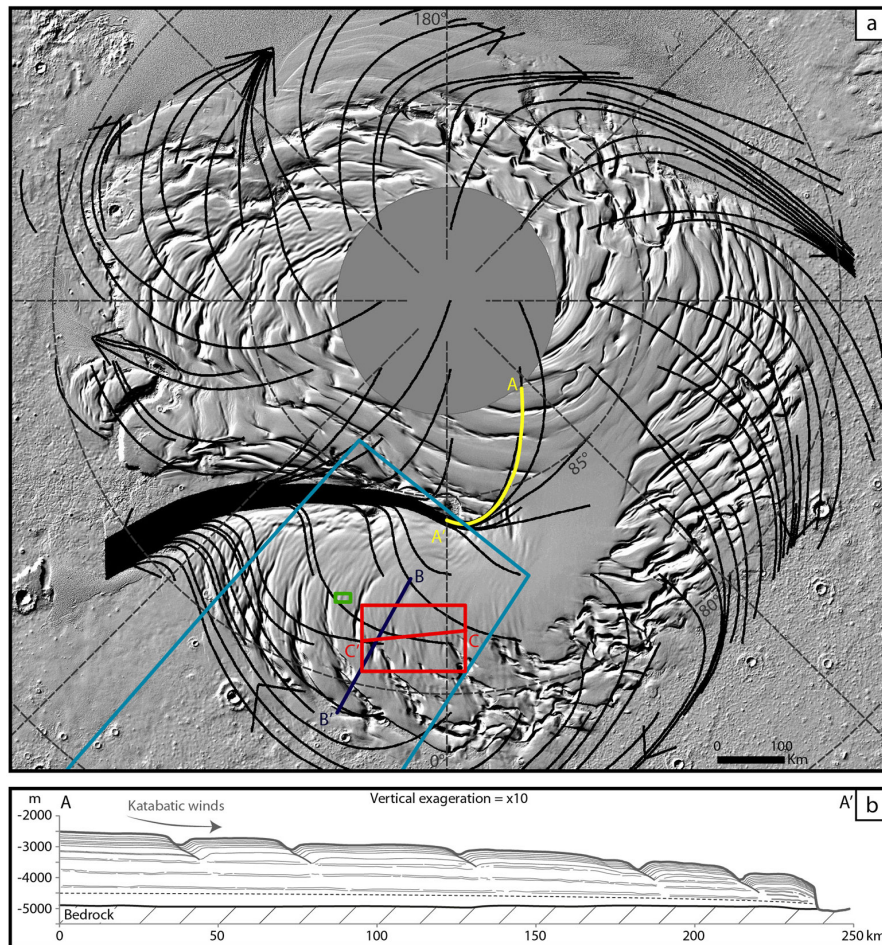


Fig. 1. (a) Shaded-relief map of the North Polar Cap of Mars computed from the MOLA DEM (Zuber et al., 1998), with superimposed katabatic wind streamlines from Massé et al. (2012). Profile AA' corresponds to the location of the transect presented in (b). Profile BB' corresponds to the location of Fig. 2. The study area (red box) is located on a small sedimentation wave field of the Gemina Lingula lobe. Profile CC' corresponds to the topographic profile location of Fig. 3 and Fig. 6. The blue box corresponds to the footprint of OMEGA hyperspectral cube ORB1090\_1. The green box corresponds to the footprint of Fig. 7. (b) Interpretative cross-section along profile AA' (delineated by yellow line in (a)), based on ice surface topographic profile (thick gray line) derived from the MOLA DEM and radar reflectors. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

As noted by Smith et al. (2013), the overall morphology and stratigraphy of these large sedimentation waves are comparable to those of Antarctic megadunes, though they differ by one order of magnitude in wavelength and by two orders of magnitude in amplitude. Another difference is that their downwind sides are subject to net ablation (Howard, 2000; Cutts et al., 1979; Ng and Zuber, 2006; Smith and Holt, 2010; Massé et al., 2010, 2012; Smith et al., 2013), whereas megadune downwind sides in Antarctica are most commonly subject to reduced net accumulation (Frezzotti et al., 2002a; Albert et al., 2004; Anshütz et al., 2006; Courville et al., 2007).

## 2.2. Small sedimentation waves

Smaller linear topographic waves, also called undulations, are superimposed on the upwind sides of the large spiral-shaped topographic waves of the North Polar Cap (Fig. 2) (Cutts et al., 1979; Howard, 2000; Smith et al., 2013). These are particularly visible on the Gemina Lingula lobe (Fig. 1(a)). Various origins have been proposed for these small topographic waves, including (1) periodic advance and retreat of the polar cap (Cutts et al., 1979), (2) poleward

migration of spiral-shaped troughs (Squyres, 1979), (3) closure of ancient spiral-shaped troughs by viscous relaxation (Pathare and Paige, 2005), (4) filling of ancient spiral-shaped troughs (Rodríguez et al., 2007) and (5) interactions between atmospheric waves and the ice cap (Howard, 2000; Smith et al., 2013).

The small topographic waves have morphological, textural and stratigraphic similarities with Antarctic megadunes. (1) They are organized in periodic sub-parallel patterns that strike at high angles to katabatic wind streamlines. (2) Their downwind sides are generally steeper ( $0.2^{\circ}$ – $2^{\circ}$ ) than their upwind sides ( $0.02^{\circ}$ – $1^{\circ}$ ) (Fig. 3). (3) They are hundreds of kilometers in length, about 10 km in wavelength and 10 to 50 m in amplitude (Cutts et al., 1979). Though they are about 2 to 5 times as large as Antarctic megadunes, their amplitude/wavelength ratio is on the same order of magnitude of about 1/1000. (4) SHARAD radar soundings reveal that their internal stratigraphy undulates conformably with their surface topography (Fig. 2). This indicates that the small topographic waves are the surface expression of internal sedimentation waves. No stratigraphic unconformity is however visible on available SHARAD radargrams on the Gemina Lingula lobe, which suggests that both sides of these sedimentation waves are

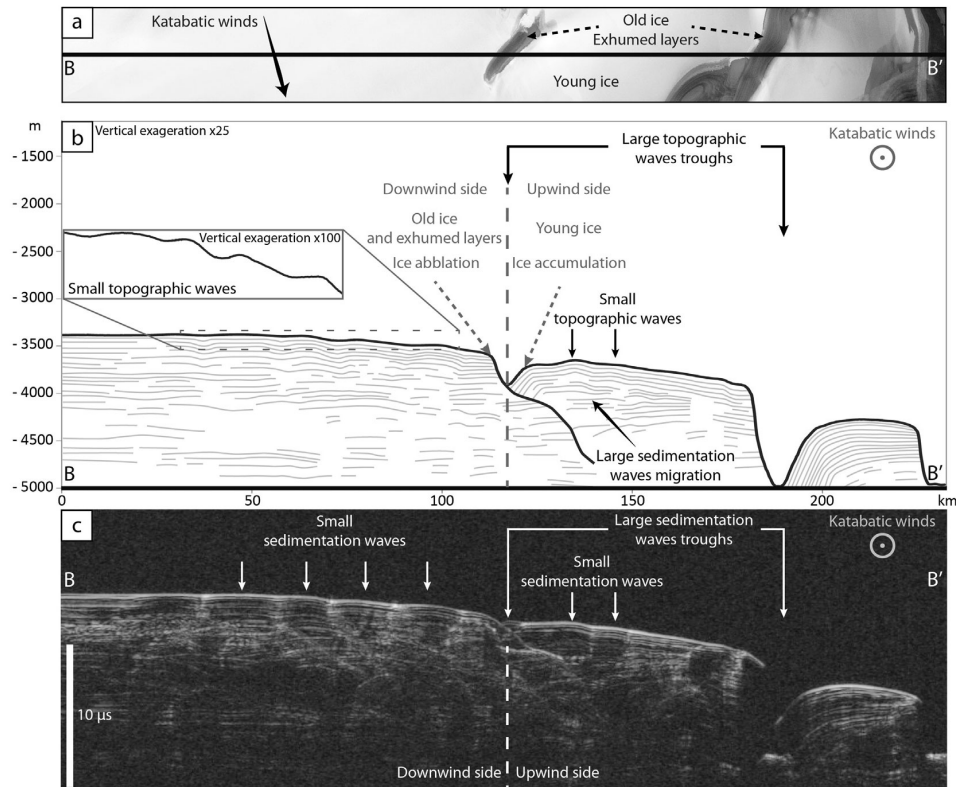


Fig. 2. (a) Mosaic of HRSC images ( $L_s = 134.9^\circ$  to  $137.9^\circ$ ) showing the surface of the ice cap along profile BB' (Fig. 1). Dusty ice layers are exposed on the downwind side of the large topographic waves, while pure ice covers their upwind sides and tops. (b) Interpretative cross-section along profile BB' (delineated by dark blue line in (a) and in Fig. 1), based on ice surface topographic profile (thick black line) derived from the MOLA DEM and radar reflectors (thin grey lines) visible in (c). (c) Portion of SHARAD radargram 4428\_01 along the profile BB'. Unfortunately, no SHARAD radargram parallel to wind streamlines is available on the Gemina Lingula lobe; though this radargram strikes at high angle to the wind azimuth, the internal stratigraphic architecture of large and small topographic waves is visible and correspond to sedimentation waves.

subject to long-term net accumulation. The high angle orientation of the radar profile (Fig. 2(c)) to the wind streamlines do not allow us to conclude to a migration direction of the small sedimentation waves. (5) Optical CTX images, acquired during the Martian north polar summer to avoid disturbances due to winter condensation of  $\text{CO}_2$  and  $\text{H}_2\text{O}$  ices (Appéré et al., 2011), reveal that the surface texture of the North Polar Cap comprises alternating smooth and rough stripes. These are parallel to and correlated with the small sedimentation waves (Fig. 4). The smooth stripes do not display a specific texture at the CTX image resolution, while the rough stripes are characterized by longitudinal ridges and furrows, several kilometers in length and between 100 and 500 m apart. The ridges and furrows are parallel to wind streamlines and resemble “severe sastrugi”, up to 1.5 m in height, observed at the surface of some Antarctic megadune fields (Frezzotti et al., 2002a, 2002b). The rough stripes occur preferentially on the sedimentation wave upwind sides, crests and intervening troughs, while the smooth stripes occur dominantly on their downwind sides. This periodically striped surface texture is similar to that of Antarctic megadune fields, where sastrugi fields alternate with smooth glazed surfaces (Frezzotti et al., 2002a; Albert et al., 2004).

### 3. Variations in ice optical grain size on the Martian North Polar Cap

In Antarctica, the asymmetry of ice grain size across megadunes affects the optical reflectance spectrum of the ice surface, thus providing a way to map megadunes from multispectral optical images

(Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002a, 2002b; Scambos et al., 2007, 2012). Here we investigate similar spectroscopic variations over the Gemina Lingula lobe with hyperspectral data acquired by the OMEGA imaging spectrometer.

#### 3.1. Depth of water ice absorption bands

Water ice displays specific spectroscopic absorption bands at optical wavelengths. The depth of these absorption bands depends on the physical properties of the ice (including grain size, crystal shape and impurity content) (Warren, 1982; Clark and Roush, 1984; Lucey and Clark, 1985). The surface properties of the Martian North Polar Cap can therefore be investigated by monitoring water ice absorption band depths in data acquired by the OMEGA imaging spectrometer.

For each pixel of an image, OMEGA acquires a spectrum of the surface in 352 narrow spectral channels. It includes one detector in the Visible–Near InfraRed, between 0.36 and  $1.07\ \mu\text{m}$ , and another one in the Short Wavelength InfraRed, between 0.93 and  $5.1\ \mu\text{m}$  (Bibring et al., 2004). We selected data acquired during the Martian northern summer to minimize the effects of the seasonal  $\text{CO}_2$  and  $\text{H}_2\text{O}$  frost coverage (Appéré et al., 2011). The atmospheric spectral contribution was removed using the empirical atmospheric transmission law defined by Langevin et al. (2005).

Hyperspectral cube ORB1090\_1, acquired at  $L_s = 119.2^\circ$ , covers the Gemina Lingula lobe with a pixel size of 2.5 km, smaller than the wavelength of the small sedimentation waves (Fig. 3). Spectral signatures observed on these sedimentation waves are typical of pure water ice, with higher reflectance values in the visible than



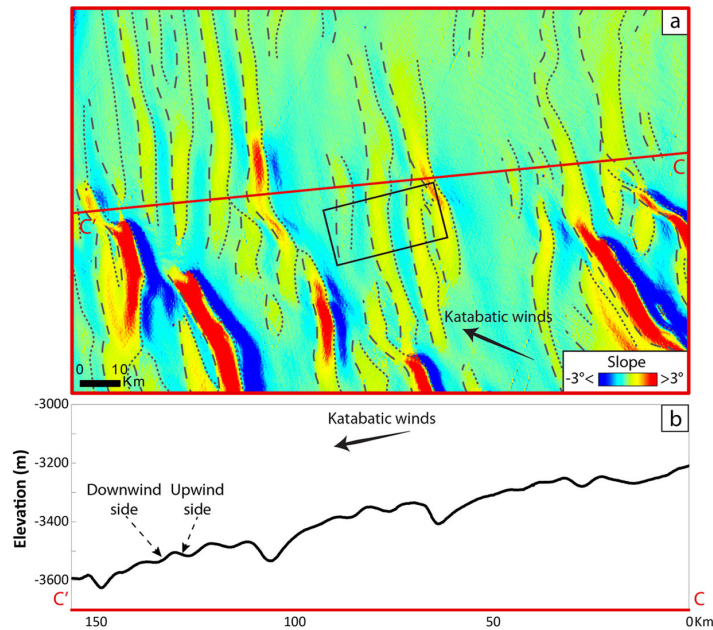


Fig. 3. (a) Slope map derived from the MOLA DEM over the area outlined by a red box in Fig. 1, emphasizing small sedimentation waves on the Gemina Lingula lobe. The black dotted and dashed lines represent topographic troughs and crests respectively. Negative slope values (green to blue) correspond to sedimentation wave downwind sides and positive slope values (yellow to red) to their upwind sides. Small wavelength sedimentation waves have slopes values comprised between  $-2^\circ$  and  $+2^\circ$  and are generally steeper on their downwind sides (b). The steepest positive and negative slopes in the image ( $< -3^\circ$  or  $> +3^\circ$ ) correspond to the tips of large sedimentation waves. (b) Ice surface elevation along profile CC' delineated by red line in (a). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

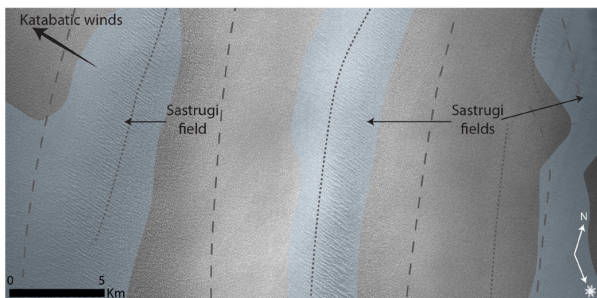


Fig. 4. Portion of CTX image P20\_008995\_2593\_XI\_79N001W, acquired at  $L_s = 90.96^\circ$  and outlined by black box in Fig. 3(a), showing fields of wind-parallel sastrugi (highlighted in light blue) alternating with sastrugi-free fields on the small wavelength sedimentation waves. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

in the infrared and four large absorption bands at 1.04, 1.25, 1.50 and 2.02  $\mu\text{m}$  (Fig. 5). Reflectance values in the visible are generally similar on both sides of the small sedimentation waves, but water ice absorption bands in the near infrared are generally deeper on their downwind sides than on their upwind sides.

To emphasize these spectral variations, we mapped the depth of the 1.25  $\mu\text{m}$  absorption band over the Gemina Lingula lobe. We selected this band because the 1.50 and 2.02  $\mu\text{m}$  bands become saturated with increasing grain size (Brown and Calvin, 2012) and because computing the 1.04  $\mu\text{m}$  band depth is impeded by the change of OMEGA detector between 0.93 and 1.07  $\mu\text{m}$  (Fig. 5). The 1.25  $\mu\text{m}$  absorption band depth, BD (1.25  $\mu\text{m}$ ), is computed as follows:

$$\text{BD}(1.25 \mu\text{m}) = 1 - \frac{R(1.25)}{(0.5 \times R(1.36) + 0.5 \times R(1.16))} \quad (1)$$

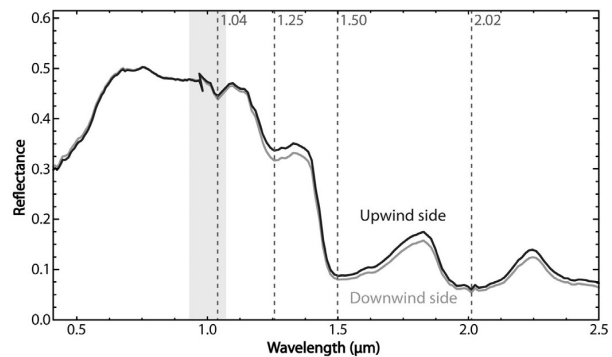


Fig. 5. Reflectance spectra of small sedimentation wave upwind sides (black line) and downwind sides (grey line). Black and grey spectra correspond to the average of several spectra of OMEGA cube ORB1090\_1 acquired respectively on the upwind sides (black dotted lines in Fig. 6(b)) and on the downwind sides (grey dotted lines in Fig. 6(b)). Vertical dashed lines indicate wavelengths of diagnostic water ice absorption bands. The grey area corresponds to the change of OMEGA detector between 0.93 and 1.07  $\mu\text{m}$ .

where  $R(x)$  is the reflectance value at the  $x \mu\text{m}$  wavelength. In order to reduce the spectral noise, the reflectance value at a given wavelength is taken as the median of the reflectance values measured in three adjacent spectral channels centered on this wavelength (Massé et al., 2010, 2012).

The resulting map reveals linear stripes of alternatively deeper and shallower water ice absorption band at 1.25  $\mu\text{m}$  (Fig. 6(a) and (b)). These periodic spectroscopic variations are correlated with the small sedimentation waves. Absorption maxima are observed on their downwind sides whereas absorption minima are observed on their upwind sides (Fig. 6(c)). This result, obtained on Mars from hyperspectral data, is comparable to spectroscopic variations observed on Antarctic megadunes from multispectral

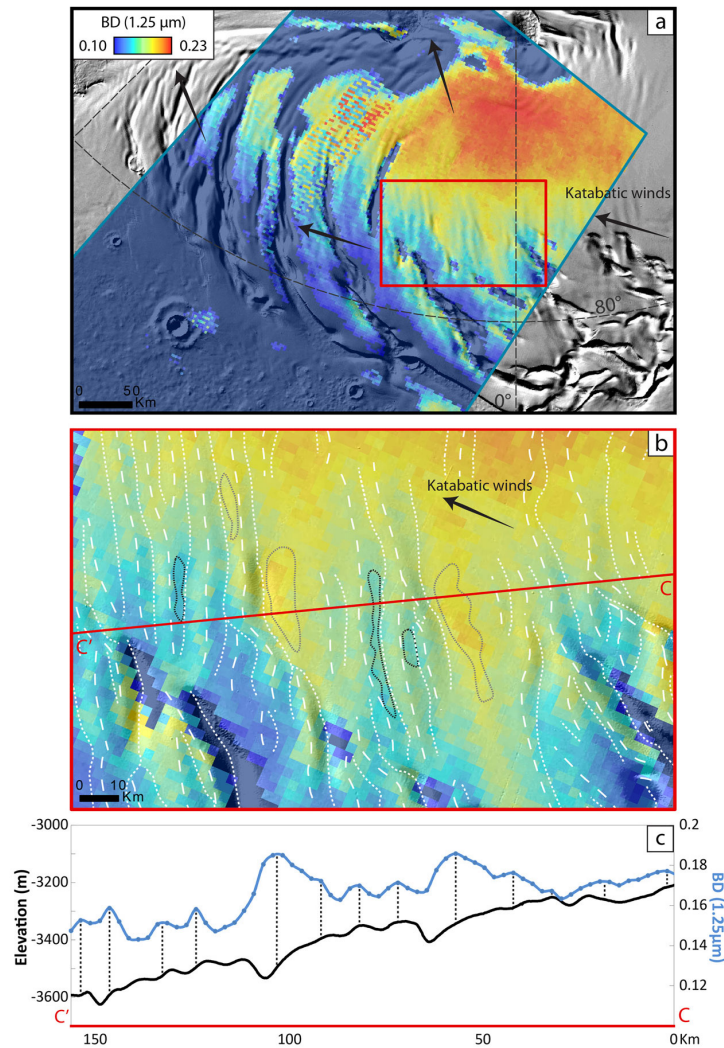


Fig. 6. (a) Map of ice absorption band depth at 1.25  $\mu\text{m}$ , derived from hyperspectral OMEGA cube ORB1090\_1, acquired at  $L_s = 119.2^\circ$  during Martian Year 27 (cube footprint delineated by a blue box), overlaid on a shaded-relief map of the Gemina Lingula lobe computed from MOLA DEM. The map reveals linear stripes of alternatively shallower (blue) and deeper (orange) absorption at 1.25  $\mu\text{m}$ . (b) Zoom on the area outlined by a red box in (a). The white dotted and dashed lines represent sedimentation wave troughs and crests respectively. The grey and black dotted contours refer to the footprint of the regions of interest used to compute average spectra on the sedimentation wave downwind and upwind sides respectively. (c) Ice surface elevation (black line) compared to band depth at 1.25  $\mu\text{m}$  (blue line) along profile CC' delineated by red line in (b). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

data (Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002a, 2002b; Scambos et al., 2007, 2012).

### 3.2. Interpretation

The correlation between spectroscopic variations and small sedimentation waves on the North Polar Cap can be caused by two parameters: these are the viewing geometry of the OMEGA observation (incidence and emergence angles of light on the surface) and the ice surface properties (including impurity content, grain size and crystal shape) (Warren, 1982; Clark and Roush, 1984; Lucey and Clark, 1985). The effects of these parameters on the observed spectroscopic variations are now discussed.

Changes in surface topographic slopes produce changes in the incidence and emergence angles of the light recorded by orbital imaging spectrometers. Photometric effects associated with these changes in the viewing geometry alter the shape of the spectral

continuum and the absolute value of the reflectance (Nolin, 1998; Nolin and Dozier, 2000; Vincendon et al., 2007; Dumont et al., 2010). However, absorption band depths computed as in Eq. (1) are theoretically insensitive to the shape of the continuum and thereby to topographic slopes (Clark and Roush, 1984; Nolin and Dozier, 2000; Frezzotti et al., 2002a, 2002b; Painter et al., 2003). In order to rule out definitively these effects as possible causes for the observed correlation between spectroscopic variations at 1.25  $\mu\text{m}$  and the small sedimentation waves, we analyzed several OMEGA cubes acquired with various viewing geometries (Fig. 7). The band depth variations at 1.25  $\mu\text{m}$  occur at the same locations on the small sedimentation waves (Fig. 7(a) and (c)), though the illumination directions differ greatly between the cubes (Fig. 7(b) and (d)). For all the analyzed cubes, maximal absorptions occur on sedimentation wave downwind sides, while minimal absorptions occur on their upwind sides. By contrast, the variations of the 1.25  $\mu\text{m}$  absorption band depth is independent of the incidence



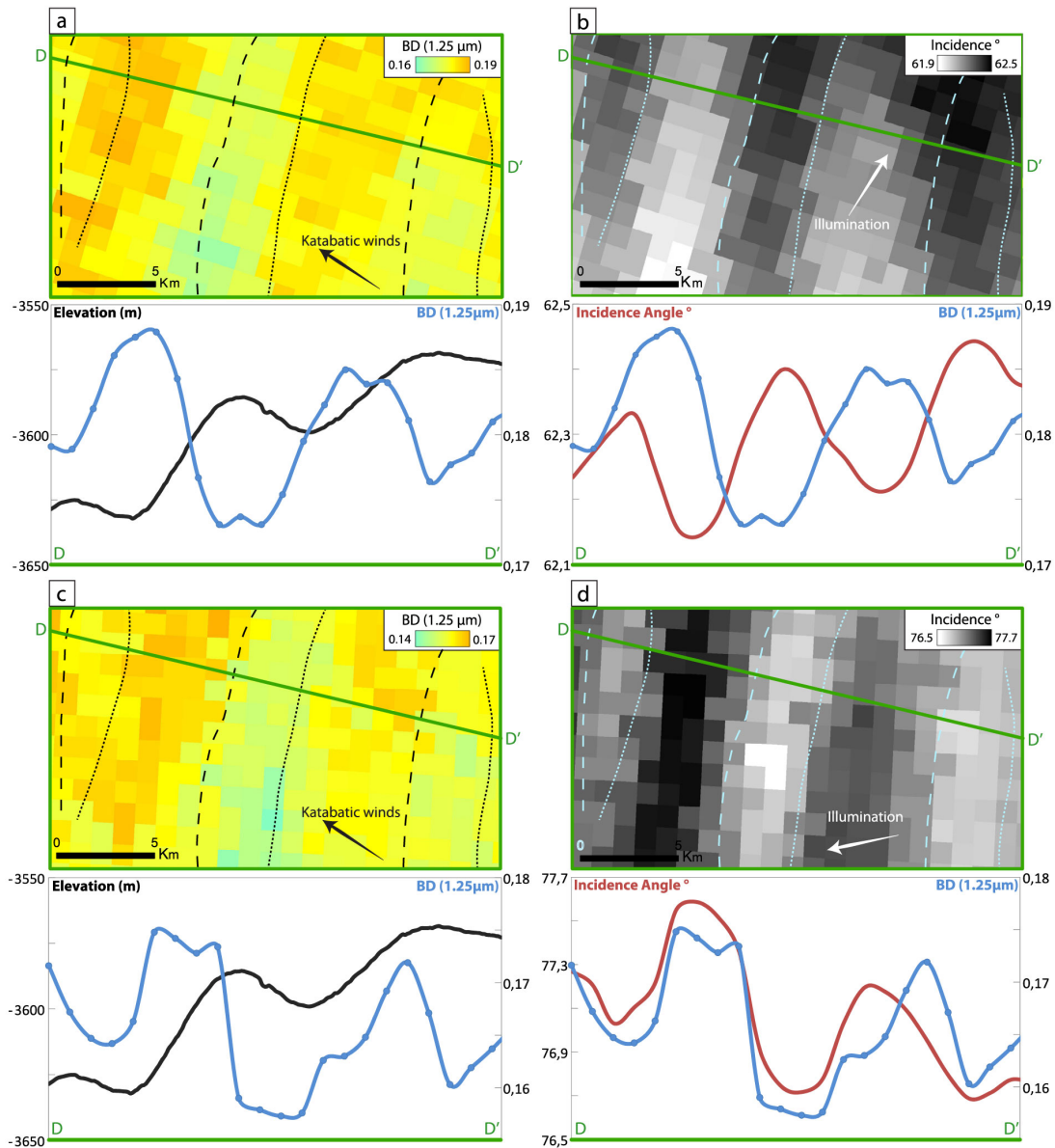


Fig. 7. Comparison of the 1.25  $\mu\text{m}$  absorption band depth derived from two OMEGA cubes with differing viewing geometries acquired on a subset of the Gemina Lingula lobe outlined by green box in Fig. 1. The dotted and dashed lines represent sedimentation wave troughs and crests respectively. Elevation and band depth along profile DD' are represented below each map. (a) and (c) Maps of 1.25  $\mu\text{m}$  absorption band depth derived from hyperspectral OMEGA cubes ORB1150\_2 ( $L_s = 127.1^\circ$ ) and ORB1200\_0 ( $L_s = 133.5^\circ$ ) respectively. Profiles DD' show ice surface elevation derived from the MOLA DEM (black lines) compared to 1.25  $\mu\text{m}$  band depth (blue lines). (b) and (d) Maps of local incidence angles associated to hyperspectral OMEGA cubes ORB1150\_2 and ORB1200\_0. The illumination orientations (white arrows) are opposite between these two observations. Profiles DD' show local incidence angles (red lines) compared to 1.25  $\mu\text{m}$  band depth (blue lines). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

angle (Fig. 7(b) and (d)): both vary in phase for one observation geometry (Fig. 7(d)) while band depth is in antiphase for an opposite illumination direction (Fig. 7(b)). This observation, together with the very small range of incidence variations ( $0.4^\circ$  in (b) and  $1.2^\circ$  in (d)), lead us to the conclusion that photometric effects due to topographic slopes do not cause these spectroscopic variations.

The North Polar Ice Cap is contaminated by mafic dust and hydrated minerals, particularly on the large sedimentation wave downwind sides (Massé et al., 2010, 2012). The presence of impurities in ice tends to flatten its reflectance spectrum and may introduce mineral hydration absorption bands that can interfere

with water ice absorption bands (Lucy and Clark, 1985; Massé et al., 2010). Experimental measurements and modeling studies on water ice and dust mixtures reveal that small amounts of dust produce a strong decrease of reflectance in the visible part of the spectrum while they do not affect significantly the reflectance of ice in the near-infrared (Warren, 1982; Lucy and Clark, 1985). By contrast, the reflectance in the visible does not vary significantly across the small sedimentation waves of the North Polar Cap (Fig. 5). The diagnostic absorption bands of polar dust (Massé et al., 2010, 2012) are not detected on the small sedimentation waves in our study area. These observations indicate that the dust



content of the ice is both constant and low. Therefore, it cannot be responsible for the observed spectroscopic variations over the small topographic waves.

Spatial variations in accumulation/ablation rates and in post-depositional metamorphism intensity lead to spatial variations in the shape and size of ice crystals at the surface of glaciers. This has been well documented in Antarctica, where fine-grained pristine ice generally covers areas of enhanced net accumulation, while coarse-grained metamorphosed ice is generally exposed in areas of reduced net accumulation (Goodwin, 1990; Frezzotti et al., 2002a; Gay et al., 2002; Albert et al., 2004; Courville et al., 2007). These variations may in turn affect the spectroscopic signature of the ice surface on remotely-sensed images (Fahnestock et al., 2000; Frezzotti et al., 2002a, 2002b; Langevin et al., 2005; Courville et al., 2007; Scambos et al., 2007, 2012). The optical grain size refers to the mean free path of photons in the ice pack between two scattering events and it depends on the ice composition, crystals size and shape (Warren, 1982; Lucey and Clark, 1985; Scambos et al., 2007). Experimental and modeling studies reveal that infrared reflectance values generally decrease and water ice absorption band depths generally increase as the optical grain size increases (Warren, 1982; Lucey and Clark, 1985; Nolin and Dozier, 2000; Langevin et al., 2005; Brown and Calvin, 2012; Taffin et al., 2012). On this basis, it is reasonable to assume that the spectroscopic variations observed across the small sedimentation waves of the Martian North Polar Cap are due to smaller optical grain sizes on their upwind sides than on their downwind sides. By analogy with Antarctica, this difference may be attributed to an asymmetry in surface ice distribution processes on the small sedimentation waves: smaller grains on their upwind sides would correspond to pristine ice indicative of enhanced net accumulation, while coarser grains on their downwind sides would correspond to metamorphosed ice indicative of reduced net accumulation.

#### 4. Discussion

##### 4.1. Analogy between Martian sedimentation waves and Antarctic megadunes

Sedimentation waves on the Martian North Polar Cap are similar to Antarctic megadunes in many respects, although they differ in amplitude and wavelength.

(1) They are organized in periodic sub-parallel patterns that strike at high angles to katabatic wind streamlines.

(2) Their downwind sides are generally steeper than their upwind sides.

(3) They are associated to periodic variations in the properties of the ice surface. The large sedimentation waves are covered by pure young ice on their upwind sides and tops, while layers of dusty old ice are exhumed on their downwind sides. The small sedimentation waves are generally covered by rough surfaces resembling terrestrial sastrugi fields on their upwind sides, their crests and the intervening troughs, while smooth areas are exposed on their downwind sides.

(4) Spectroscopic variations at the surface of the small sedimentation waves are consistent with the presence of fine-grained pristine ice indicative of enhanced net accumulation on their upwind sides and of coarser-grained metamorphosed ice, indicative of reduced net accumulation on their downwind sides. We were not able to detect equivalent variations in ice grain size on the large sedimentation waves, because exhumed dust alters the ice spectrum on their downwind sides (Massé et al., 2010, 2012). Nonetheless, old ice layers exposed by sublimation on these large sedimentation wave downwind sides (Massé et al., 2010, 2012; Smith and Holt, 2010) are expected to be composed of coarse-grained metamorphosed ice.

(5) Radar stratigraphic soundings reveal an asymmetry in long-term ice distribution patterns across the large sedimentation waves: net accumulation occurs on their upwind sides and tops, while net ablation occurs on their downwind sides (Smith and Holt, 2010). A similar stratigraphic asymmetry cannot be detected unambiguously for the small sedimentation waves on the study area; the available SHARAD radargrams however show that their internal stratigraphy is conformable with their undulating surface topography and that both sides are subject to net accumulation.

##### 4.2. Toward a common model of ice/wind interaction on Earth and Mars

The development of Antarctic megadunes has been attributed to dynamic feedbacks between the atmosphere and the cryosphere (Fuji and Kusunoki, 1982; Frezzotti et al., 2002a; Albert et al., 2004; Courville et al., 2007; Scambos et al., 2012; Dacic et al., 2013). The acceleration of katabatic winds on their downwind sides enhances ablation, thus reducing long-term net accumulation and leading to prolonged sublimation metamorphism that drives the formation of coarse-grained ice and glazed surfaces. By contrast, fine-grained ice accumulates on their upwind sides, and deceleration of katabatic winds above these sastrugi-covered surfaces further enhances accumulation. Over time, the accumulated ice progressively buries uphill glazed surfaces and the megadunes migrate upwind.

We propose that dynamics comparable to those of Antarctic megadunes are involved in the development of large and small sedimentation waves on the Martian North Polar Cap. Our favored model is illustrated in Fig. 8. Fine-grained pristine ice accumulates at the surface of the ice cap by condensation of water vapor transported by katabatic winds, and/or by deposition of wind-blown crystals formed in the atmosphere (Whiteway et al., 2009; Smith et al., 2013). Katabatic winds partially depleted from their water vapor content flow over sedimentation wave downwind side, thus enhancing sublimation there and generating either long-term net ablation or reduced long-term net accumulation. Enhanced sublimation leads to the formation of coarse-grained metamorphosed ice on the sedimentation wave downwind side and the water vapor produced by sublimation is transported by katabatic winds toward the next sedimentation wave upwind side. There, the physical conditions are favorable for the water ice to condense back to the ice cap surface, thus enhancing long-term net accumulation. This model is consistent with previous inferences that sublimation, condensation, katabatic winds and atmospheric waves are involved in the development of sedimentation waves on Martian polar caps (Howard, 2000; Ivanov and Muhleman, 2000; Smith and Holt, 2010; Massé et al., 2012; Smith et al., 2013).

Martian topographic waves are larger in wavelength and amplitude than Antarctic megadunes. This difference reflects differences in gravity, atmospheric conditions (e.g., pressure, temperature, density, viscosity, atmospheric boundary layer) and ice properties (e.g., crystal sizes and shapes, density, porosity, presence of dust) between the two planets (Claudin and Andreotti, 2006; Andreotti et al., 2009; Bourke et al., 2010). Megadunes in Antarctica and sedimentation waves on Mars thus provide two natural cases with different boundary conditions, against which models of ice/wind interactions at the surface of glaciers may be tested. As suggested by Frezzotti et al. (2002a), Dacic et al. (2013) and Smith et al. (2013), the Froude number controls these interactions as it does for sedimentation waves, antidunes and cyclic steps in sub-aerial and submarine environments (Flood, 1988; Lee et al., 2002; Kostic et al., 2010).

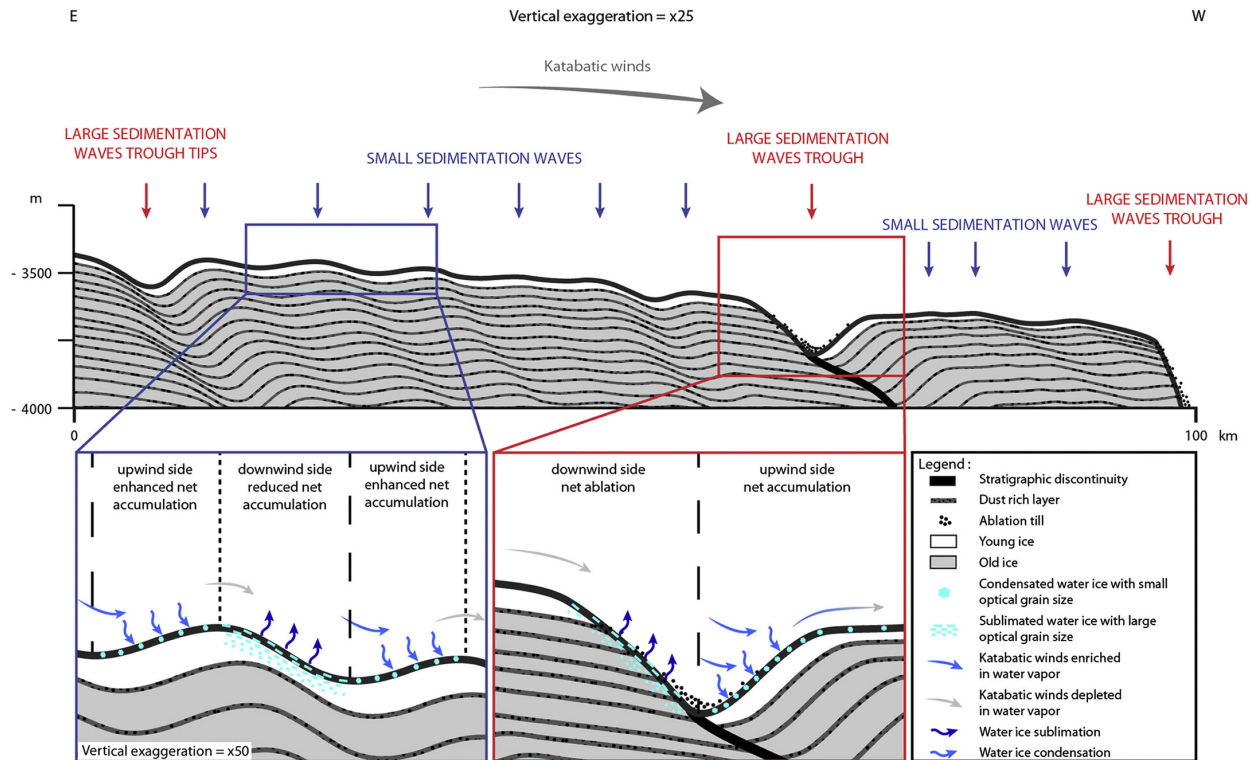


Fig. 8. Interpretative cross-section of Gemina Lingula, illustrating the surface topography, the internal architecture and the physical processes involved in the dynamics of the two sets of Martian ice sedimentation waves.

#### 4.3. Difference between large and small sedimentation waves

The relative magnitude of ice distribution processes differs between large and small sedimentation waves (Fig. 8). The internal stratigraphic architecture and the surface spectroscopic properties of the small ones are consistent with enhanced net accumulation on their upwind sides and reduced net accumulation on their downwind sides. By contrast, the large ones are subject to net accumulation on their upwind sides and net ablation on their downwind sides (Howard, 1978, 2000; Howard et al., 1982; Cutts et al., 1979; Ng and Zuber, 2006; Smith and Holt, 2010; Massé et al., 2010, 2012; Smith et al., 2013). The analogy with Antarctic megadunes is therefore probably more relevant for the small Martian sedimentation waves than for the large ones.

This difference also suggests that, although the large and small Martian sedimentation waves are comparable in their overall dynamics, additional mechanisms must dramatically promote ablation on the downwind sides of the large ones. These mechanisms most probably involve enhanced friction and sublimation due to strong wind acceleration associated to the formation of katabatic jumps in the near surface winds (Smith et al., 2013).

Stationary katabatic jumps occur at the surface of the Antarctic ice sheet (Pétré and André, 1991); they could lead to the formation of terrestrial equivalents of the Martian large sedimentation waves. These terrestrial equivalents have not been discovered so far however, perhaps because the small dust content in the Antarctic ice relative to the Martian ice does not allow the development of significant albedo contrasts between megadune upwind and downwind sides, while such albedo contrasts have been argued to promote the growth of large sedimentation waves on Mars (Ivanov and Muhleman, 2000; Ng and Zuber, 2006).

#### 4.4. Remaining questions

Major issues on the dynamics of Martian sedimentation waves and Antarctic megadunes remain to be resolved.

(1) While one wavelength only has been described so far for Antarctic megadunes, there are two wavelengths of sedimentation wave on the Martian North Polar Cap. The relation between these two wavelengths is unclear. Do they develop independently or do the large ones control the formation of the small ones, as was suggested by Howard (2000) and Smith et al. (2013)? Do the large ones result from the development of the small ones (Howard, 2000)? Does a terrestrial equivalent exist for the large ones?

(2) Accumulation on Antarctic megadunes fields is thought to be dominated by the deposition of wind-blown snow particles (Goodwin, 1990; Rémy and Frezzotti, 2006), when accumulation on the Martian North Polar Cap is generally attributed to direct condensation of atmospheric water vapor onto the ice cap surface (Ivanov and Muhleman, 2000; Ng and Zuber, 2006). The respective contributions of atmospheric precipitation and direct condensation thus remain to be fully evaluated both in Antarctica and on Mars.

(3) Seasonal variations in short-term accumulation and ablation rates on either side of sedimentation waves are still to be assessed on Earth and on Mars. In other words, do the asymmetry in long-term net accumulation/ablation rates across sedimentation waves and megadunes results from an asymmetry in seasonal accumulation rates, in seasonal sublimation rates, or both?

#### 5. Conclusion

The Martian North Polar Cap and the Antarctic Ice Sheet interact with cold and dry atmospheres, have low accumulation rates and are subject to permanent and uniform katabatic wind regimes.



These environmental similarities lead to the development of analog ice/wind interaction features on their surfaces. These include sedimentation waves that are comparable in their surface morphology, texture, grain size, and internal stratigraphic architecture. Their shallow-dipping upwind sides, their tops and the intervening troughs are covered by young ice and occasional sastrugi fields, indicative of net accumulation. On the other hand, their steep-dipping downwind sides either expose exhumed layers of old ice or correspond to smooth surfaces of coarse-grained ice, indicative of net ablation or reduced net accumulation associated with sublimation and metamorphism. These surface characteristics and the internal stratigraphic architecture revealed by radar sounding are consistent with the interpretation that these sedimentation waves grow and migrate upwind in response to the development of periodic accumulation/ablation patterns controlled by katabatic winds.

In Antarctica, only one wavelength has been described so far for these sedimentation waves. By contrast, the Martian North Polar Cap displays two superimposed sets of sedimentation wave with differing wavelengths. The smaller waves, characterized by reduced net accumulation on their downwind sides, are probably Martian ice megadunes analogous to the Antarctic megadunes that have been described so far. On the other hand, a terrestrial equivalent remains to be discovered for the larger sedimentation waves, characterized by net ablation on their downwind sides.

This work provides a basis for the future development of a common model of ice/wind interaction at the surface of Martian and terrestrial glaciers. A clear understanding of these interactions is of primary importance for the climatic interpretation of ice records and for the assessment of processes and rates of mass and heat transfers in glaciers on Earth and on Mars.

#### Acknowledgements

This work benefited from financial supports from the Center National de la Recherche Scientifique (CNRS), Centre National d'Études Spatiales, Institut National des Sciences de l'Univers (INSU), Programme National de Planétologie (PNP), Agence Nationale de la Recherche (Project ANR-12-BS05-001 EXODUNES), ATLAB project from the European program RegPot and the Foundation for Polish Science project (FNP) TEAM/2011-7/9. C. Herry is supported by a Ph.D. research grant from the French government (Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche). We thank S. Pochat, S. Douté and L. Perret for the constructive discussions. We are grateful to R. Dacic and an anonymous reviewer for their insightful comments on a preliminary version of the article.

#### References

- Albert, M., Shuman, C.A., Courville, Z., Bauer, R., Fahnestock, M., Scambos, T., 2004. Extreme firn metamorphism: impact of decades of vapor transport on near-surface firn at a low-accumulation glazed site on the East Antarctic plateau. *Ann. Glaciol.* 39 (1), 73–78. <http://dx.doi.org/10.3189/172756404781814041>.
- Andreotti, B., Fourrière, A., Ould-Kaddour, F., Murray, B., Claudin, P., 2009. Giant aeolian dune size determined by the average depth of the atmospheric boundary layer. *Nature* 457 (7233), 1120–1123. <http://dx.doi.org/10.1038/nature07787>.
- Anschütz, H., Eisen, O., Rack, W., Scheinert, M., 2006. Periodic surface features in coastal East Antarctica. *Geophys. Res. Lett.* 33 (22), 501. <http://dx.doi.org/10.1029/2006GL027871>.
- Appéré, T., Schmitt, B., Langevin, Y., Douté, S., Pommerol, A., Forget, F., Spiga, A., Gondet, B., Bibring, J.-P., 2011. Winter and spring evolution of northern seasonal deposits on Mars from OMEGA on Mars Express. *J. Geophys. Res., Planets* 116 (E15), E05001. <http://dx.doi.org/10.1029/2010JE003762>.
- Arcone, S.A., Jacobel, R., Hamilton, G., 2012. Unconformable stratigraphy in East Antarctica: Part I. Large firn cosets, recrystallized growth, and model evidence for intensified accumulation. *J. Glaciol.* 58 (208), 240–252. <http://dx.doi.org/10.3189/2012JG11J044>.
- Bagnold, R.A., 1954. *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes*. Dover Publications, 265 pp.
- Banks, M.E., Byrne, S., Galla, K., McEwen, A.S., Bray, V.J., Dundas, C.M., Fishbaugh, K.E., Herkenhoff, K.E., Murray, B.C., 2010. Crater population and resurfacing of the Martian north polar layered deposits. *J. Geophys. Res.* 115 (E8). <http://dx.doi.org/10.1029/2009JE003523>.
- Bibring, J.-P., Soufflot, A., Berthé, M., Langevin, Y., Gondet, B., Drossart, P., Bouyé, M., Combes, M., Puget, P., Semery, A., Bellucci, G., Formisano, V., Moroz, V., Kottsov, V., Bonello, G., Erard, S., Forni, O., Gendrin, A., Manaud, N., Poulet, F., Poulleau, G., Encrenaz, T., Fouchet, T., Melchiorri, R., Altieri, F., Ignatiev, N., Titov, D., Zasova, L., Coradini, A., Capacionni, F., Ceroni, P., Fonti, S., Mangold, N., Pinet, P., Schmitt, B., Sotin, C., Hauber, E., Hoffman, H., Jaumann, R., Keller, U., Arvidson, R., Mustard, J., Forget, F., 2004. OMEGA: observatoire pour la minéralogie, l'eau, les glaces et l'activité. *ESA SP* 1240, 37.
- Black, H., Budd, W., 1964. Accumulation in the region of Wilkes, Wilkes Land, Antarctica. *J. Glaciol.* 37 (5), 3–15.
- Bourke, M.C., Lancaster, N., Fenton, L.K., Parteli, E.J.R., Zimelman, J.R., Radebaugh, J., 2010. Extraterrestrial dunes: an introduction to the special issue on planetary dune systems. *Geomorphology* 121 (1–2), 1–14. <http://dx.doi.org/10.1016/j.geomorph.2010.04.007>.
- Brown, A.J., Calvin, W.M., 2012. Water ice grain size evolution of Martian North Polar residual layered deposits for late summer MY28 and 30 from CRISM/MARCI observations. In: 43rd Lunar and Planetary Science Conference, Houston, vol. 115, p. 1742.
- Claudin, P., Andreotti, B., 2006. A scaling law for Aeolian dunes on Mars, Venus, Earth, and for subaqueous ripples. *Earth Planet. Sci. Lett.* 252 (1–2), 30–44. <http://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2006.09.004>.
- Courville, Z.R., Albert, M.R., Fahnestock, M.A., Cathles IV, L.M., Shuman, C.A., 2007. Impacts of an accumulation hiatus on the physical properties of firn at a low-accumulation polar site. *J. Geophys. Res., Earth Surf.* 112 (F2), F02030. <http://dx.doi.org/10.1029/2005JF000429>.
- Cutts, J.A., Blasius, K.R., Roberts, W.J., 1979. Evolution of Martian polar landscapes: interplay of long-term variation in perennial ice cover and dust storm intensity. *J. Geophys. Res.* 84 (B6), 2975–2994. <http://dx.doi.org/10.1029/J084iB06p02975>.
- Clark, R., Roush, T., 1984. Reflectance spectroscopy: quantitative analysis techniques for remote sensing applications. *J. Geophys. Res.* 89 (B7), 6329–6340. <http://dx.doi.org/10.1029/JB089iB07p06329>.
- Dacic, R., Mott, R., Horgan, H.J., Lehnig, M., 2013. Observations, theory, and modeling of the differential accumulation of Antarctic megadunes. *J. Geophys. Res., Earth Surf.* 118 (4), 2343–2353. <http://dx.doi.org/10.1002/2013JF002844>.
- Das, I., Bell, R.E., Scambos, T.A., Wolovick, M., Creyts, T.T., Studinger, M., Frearson, N., Nicolas, J.P., Lenaerts, J.T.M., van den Broeke, M.R., 2013. Influence of persistent wind scour on the surface mass balance of Antarctica. *Nat. Geosci.* 6 (5), 367–371. <http://dx.doi.org/10.1038/ngeo1766>.
- Dumont, M., Brissaud, O., Picard, G., Schmitt, B., Gallet, J.-C., Arnaud, Y., 2010. High-accuracy measurements of snow bidirectional reflectance distribution function at visible and NIR wavelengths – comparison with modelling results. *Atmos. Chem. Phys.* 10 (5), 2507–2520. <http://dx.doi.org/10.5194/acp-10-2507-2010>.
- Fahnestock, M.A., Scambos, T.A., Shuman, C.A., Arthern, R.J., Winebrenner, D.P., Kwok, R., 2000. Snow megadune fields on the East Antarctic Plateau: extreme atmosphere–ice interaction. *Geophys. Res. Lett.* 27 (22), 3719–3722. <http://dx.doi.org/10.1029/1999GL01248>.
- Fishbaugh, K.E., Hvidberg, C.S., 2006. Martian north polar layered deposits stratigraphy: implications for accumulation rates and flow. *J. Geophys. Res.* 111, E06012. <http://dx.doi.org/10.1029/2005JE002571>.
- Forget, F., Pollak, J.B., 1996. Thermal infrared observations of the condensing Martian polar caps: CO<sub>2</sub> ice temperatures and radiative budget. *J. Geophys. Res., Planets* 101 (E7), 16865–16879. <http://dx.doi.org/10.1029/96JE01077>.
- Flood, R.D., 1988. A lee wave model for deep-sea mudwave activity. *Deep-Sea Res.* 35 (6), 973–983. <http://dx.doi.org/10.1029/2001JD000673>.
- Frezzotti, M., Gandolfi, S., Urbini, S., 2002a. Snow megadunes in Antarctica: sedimentary structure and genesis. *J. Geophys. Res.* 107 (D18), 4344. <http://dx.doi.org/10.1029/2001JD000673>.
- Frezzotti, M., Gandolfi, S., 2002b. Snow dunes and glazed surfaces in Antarctica: new field and remote-sensing data. *Ann. Glaciol.* 34 (1), 81–88. <http://dx.doi.org/10.3189/172756402781817851>.
- Fuji, Y., Kusunoki, K., 1982. The role of sublimation and condensation in the formation of ice sheet surface at Mizuho Station, Antarctica. *J. Geophys. Res., Oceans* 87 (C6), 4293–4300. <http://dx.doi.org/10.1029/JC087iC06p04293>.
- Gay, M., Fily, M., Genthon, C., Frezzotti, M., Oerter, H., Winther, J.G., 2002. Snow grain-size measurements in Antarctica. *J. Glaciol.* 48 (163), 527–535. <http://dx.doi.org/10.3189/172756502781831016>.
- Goodwin, I.D., 1990. Snow accumulation and surface topography in the katabatic zone of Eastern Wilkes Land, Antarctica. *Antarct. Sci.* 2 (3), 235–242.
- Grima, C., Kofman, W., Mouginot, J., Phillips, R.J., Hérique, A., Biccari, D., Seu, R., Cutigni, M., 2009. North polar deposits of Mars: extreme purity of the water ice. *Geophys. Res. Lett.* 36 (3). <http://dx.doi.org/10.1029/2008GL036326>.
- Haberle, R.M., Forget, F., Colaprete, A., Schaffer, J., Boynton, W.V., Kelly, N.J., Chamberlain, M.A., 2008. The effect of ground ice on the Martian seasonal CO<sub>2</sub> cycle. *Planet. Space Sci.* 56 (2), 251–255. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pss.2007.08.006>.
- Herkenhoff, K.E., Plaut, J.J., 2000. Surface ages and resurfacing rates of the Polar Layered Deposits on Mars. *Icarus* 144 (2), 243–253. <http://dx.doi.org/10.1006/icar.1999.6287>.
- Howard, A.D., 1978. Origin of the stepped topography of the Martian poles. *Icarus* 34 (3), 581–599.

- Howard, A.D., Cutts, J.A., Blasius, K.R., 1982. Stratigraphic relationships within Martian polar cap deposits. *Icarus* 50 (2–3), 161–215. [http://dx.doi.org/10.1016/0019-1035\(82\)90125-7](http://dx.doi.org/10.1016/0019-1035(82)90125-7).
- Howard, A.D., 2000. The role of eolian processes in forming surface features of the Martian Polar Layered Deposits. *Icarus* 144 (2), 267–288. <http://dx.doi.org/10.1006/icar.1999.6305>.
- Ivanov, A.B., Muhleman, D.O., 2000. The role of sublimation for the formation of the Northern Ice Cap: results from the Mars Orbiter Laser Altimeter. *Icarus* 144 (2), 436–448. <http://dx.doi.org/10.1006/icar.1999.6304>.
- Jakosky, B.M., Farmer, C.B., 1982. The seasonal and global behavior of water vapor in the Mars atmosphere: complete global results of the Viking atmospheric water detector experiment. *J. Geophys. Res.* 87 (B4), 2999–3019. <http://dx.doi.org/10.1029/JB087iB04p02999>.
- Jaumann, R., Neukum, G., Behnke, T., Duxbury, T.C., Eichtenopf, K., Flohrer, J., Gasselt, S.V., Giese, B., Gwinner, K., Hauber, E., Hoffmann, H., Hoffmeister, A., Köhler, U., Matz, K.-D., McCord, T.B., Mertens, V., Oberst, J., Pischel, R., Reiss, D., Ress, E., Roatsch, T., Saiger, P., Scholten, F., Schwarz, G., Stephan, K., Wählisch, M., The HRSC Co-Investigator Team 1, 2007. The high-resolution stereo camera (HRSC) experiment on Mars Express: instrument aspects and experiment conduct from interplanetary cruise through the nominal mission. *Planet. Space Sci.* 55 (7), 928–952. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pss.2006.12.003>.
- Kostic, S., Sequeiros, Octavio, Spinevine, B., Parker, G., 2010. Cyclic steps: a phenomenon of supercritical shallow flow from the high mountains to the bottom of the ocean. *J. Hydro-Environ. Res.* 3 (4), 167–172. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jher.2009.10.002>.
- Langevin, Y., Poulet, F., Bibring, J.-P., Douté, S., Gondet, B., 2005. Summer evolution of the North Polar Cap of Mars as observed by OMEGA/Mars Express. *Science* 307, 1581–1584. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1109438>.
- Laskar, J., Levrard, B., Mustard, J.F., 2002. Orbital forcing of the Martian polar layered deposits. *Nature* 419 (6905), 375–377. <http://dx.doi.org/10.1038/nature01066>.
- Lee, H.J., Syvitski, J.P.M., Parker, G., Orange, D., Locat, J., Hutton, E.W.H., Imran, J., 2002. Distinguishing sediment waves from slope failure deposits: field examples, including the 'Humboldt slide', and modelling results. *Mar. Geol.* 192 (1–2), 70–104. [http://dx.doi.org/10.1016/S0025-3227\(02\)00550-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0025-3227(02)00550-9).
- Lenaerts, J.T.M., van den Broeke, M.R., van de Berg, E., van Meijgaard, E., Kuipers Munneke, P., 2012. A new high-resolution surface mass balance map of Antarctica (1979–2010) based on regional atmospheric climate modeling. *Geophys. Res. Lett.* 39, L04501. <http://dx.doi.org/10.1029/2011GL050713>.
- Lucey, P.G., Clark, R.N., 1985. Spectral properties of water ice and contaminants. In: *Ices in the Solar System*, vol. 156, pp. 155–168.
- Malin, M.C., Bell, J.F., Cantor, B.A., Caplinger, M.A., Calvin, W.M., Clancy, R.T., Edgett, K.S., Edwards, L., Haberle, R.M., James, P.B., Lee, S.W., Ravine, M.A., Thomas, P.C., Wolff, M.J., 2007. Context camera investigation on board the Mars Reconnaissance Orbiter. *J. Geophys. Res.* 112, E05504. <http://dx.doi.org/10.1029/2006JE002808>.
- Massé, M., Bourgeois, O., Le Mouélic, S., Verpoorter, C., Le Deit, L., Bibring, J.-P., 2010. Martian polar and circum-polar sulfate-bearing deposits: sublimation tills derived from the North Polar Cap. *Icarus* 209 (2), 434–451. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2010.04.017>.
- Massé, M., Bourgeois, O., Le Mouélic, S., Verpoorter, C., Spiga, A., Le Deit, L., 2012. Wide distribution and glacial origin of polar gypsum on Mars. *Earth Planet. Sci. Lett.* 317–318 (1–2), 44–55. <http://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2011.11.035>.
- Milkovich, S.M., Head III, J.W., Neukum, G., The HRSC Co-Investigator Team, 2008. Stratigraphic analysis of the northern polar layered deposits of Mars: implications for recent climate history. *Planet. Space Sci.* 56 (2), 266–288. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pss.2007.08.004>.
- Ng, F.S.L., Zuber, M.T., 2006. Patterning instability on the Mars polar ice caps. *J. Geophys. Res.*, Planets 111 (E2). <http://dx.doi.org/10.1029/2005JE002533>.
- Nolin, A.W., 1998. Mapping the Martian polar ice caps: applications of terrestrial optical remote sensing methods. *J. Geophys. Res.* 103 (E11), 25851–25864. <http://dx.doi.org/10.1029/98JE02082>.
- Nolin, A.W., Dozier, J., 2000. A hyperspectral method for remotely sensing the grain size of snow. *Remote Sens. Environ.* 74 (2), 207–216. [http://dx.doi.org/10.1016/S0034-4257\(00\)00111-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0034-4257(00)00111-5).
- Painter, T.H., Dozier, J., Roberts, D.A., Davis, R.E., Green, R.O., 2003. Retrieval of sub-pixel snow-covered area and grain size from imaging spectrometer data. *Remote Sens. Environ.* 85 (1), 64–77. [http://dx.doi.org/10.1016/S0034-4257\(02\)00187-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0034-4257(02)00187-6).
- Pankine, A.A., Tamppari, L.K., Smith, M.D., 2010. MGS TES observation of water vapor above the seasonal and perennial ice caps during northern spring and summer. *Icarus* 210 (1), 58–71. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2010.06.043>.
- Pathare, A.V., Paige, D.A., 2005. The effects of Martian orbital variations upon the sublimation and relaxation of north polar troughs and scarps. *Icarus* 174 (2), 419–443. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2004.10.030>.
- Parish, T.R., Bromwich, D.H., 1991. Continental-scale simulation of the Antarctic katabatic wind regime. *J. Climate* 4 (2), 135–146. [http://dx.doi.org/10.1175/15200442\(1991\)004<0135:CSOTA>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/15200442(1991)004<0135:CSOTA>2.0.CO;2).
- Pétré, P., André, J.C., 1991. Surface-pressure change through Loewe's phenomena and katabatic flow jumps: study of two cases in Adelie Land, Antarctica. *J. Atmos. Sci.* 48 (4), 557–571. [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1991\)048<0557:SPCTLP>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1991)048<0557:SPCTLP>2.0.CO;2).
- Putzig, N.E., Phillips, R.J., Campbell, B.A., Holt, J.W., Plaut, J.J., Carter, L.M., Egan, A.F., Bernardini, F., Safaeinili, A., Seu, R., 2009. Subsurface structure of Planum Boreum from Mars Reconnaissance Orbiter Shallow Radar soundings. *Icarus* 204 (2), 443–457. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2009.07.034>.
- Rémy, F., Frezzotti, M., 2006. Antarctica ice sheet mass balance. *C. R. Géosci.* 338 (14–15), 1084–1097. <http://dx.doi.org/10.1016/j.crte.2006.05.009>.
- Rodriguez, J.A.P., Tanaka, K.L., Langevin, Y., Bourke, M., Kargel, J., Christensen, P., Sasaki, S., 2007. Recent Aeolian erosion and deposition in the North Polar Plateau of Mars. *Mars* 3, 29–41. <http://dx.doi.org/10.1555/mars.2007.0003>.
- Scambos, T., Haran, T., Fahnestock, M., Painter, T., Bohlander, J., 2007. MODIS-based Mosaic of Antarctica (MOA) data sets: continent-wide surface morphology and snow grain size. *Remote Sens. Environ.* 111 (2–3), 242–257. <http://dx.doi.org/10.1016/j.rse.2006.12.020>.
- Scambos, T.A., Frezzotti, M., Haran, T., Bohlander, J., Lenaerts, J.T.M., van den Broeke, M.R., Jezek, K., Long, D., Urbini, S., Farness, K., Neumann, T., Albert, M., Winther, J.-G., 2012. Extent of low-accumulation 'wind glaze' areas on the East Antarctic plateau: implications for continental ice mass balance. *J. Glaciol.* 58 (210), 633–647. <http://dx.doi.org/10.3189/2012JoG11J232>.
- Seu, R., Phillips, R.J., Biccari, D., Orosei, R., Masdea, A., Picardi, G., Safaeinili, A., Campbell, B.A., Plaut, J.J., Marinangeli, L., Smrekar, S.E., Nunes, D.C., 2007. SHARAD sounding radar on the Mars Reconnaissance Orbiter. *J. Geophys. Res.* 112 (E5), 157–166. <http://dx.doi.org/10.1029/2006JE002745>.
- Smith, D.E., Zuber, M.T., Frey, H.V., Garvin, J.B., Head, J.W., Muhleman, D.O., Pettengill, G.H., Phillips, R.J., Solomon, S.C., Zally, H.J., Banerdt, W.B., Duxbury, T.C., Golombek, M.P., Lemoine, F.G., Neumann, G.A., Rowlands, D.D., Aharonson, O., Ford, P.G., Ivanov, A.B., Johnson, C.L., McGovern, P.J., Abshire, J.B., Afzal, R.S., Sun, X., 2001. Mars Orbiter Laser Altimeter (MOLA): experiment summary after the first year of global mapping of Mars. *J. Geophys. Res.* 106 (E10), 23689–23722. <http://dx.doi.org/10.1029/2000JE001364>.
- Smith, I.B., Holt, J.W., 2010. Onset and migration of spiral troughs on Mars revealed by orbital radar. *Nature* 465 (7297), 450–453. <http://dx.doi.org/10.1038/nature09049>.
- Smith, I.B., Holt, J.W., Spiga, A., Howard, A.D., Parker, G., 2013. The spiral troughs of Mars as cyclic steps. *J. Geophys. Res.*, Planets 118 (9), 1835–1857. <http://dx.doi.org/10.1002/jgre.20142>.
- Sori, M.M., Perron, J.T., Huybers, P., Aharonson, O., 2014. A procedure for testing the significance of orbital tuning of the Martian polar layered deposits. *Icarus* 235, 136–146. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2014.03.009>.
- Spiga, A., 2011. Elements of comparison between Martian and terrestrial mesoscale meteorological phenomena: katabatic winds and boundary layer convection. *Planet. Space Sci.* 59 (10), 915–922. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pss.2010.04.025>.
- Squires, S.W., 1979. The evolution of dust deposits in the Martian Polar Region. *Icarus* 40 (2), 244–261. [http://dx.doi.org/10.1016/0019-1035\(79\)90070-8](http://dx.doi.org/10.1016/0019-1035(79)90070-8).
- Taffin, C., Grasset, O., Le Menn, E., Bollengier, O., Giraud, M., Le Mouélic, S., 2012. Experimental study of water ice IR signature dependence with temperature and grain size. Application to Enceladus. *Planet. Space Sci.* 61 (1), 124–134. <http://dx.doi.org/10.1016/j.pss.2011.08.015>.
- Tanaka, K.L., Rodriguez, J.A.P., Skinner, J.A., Bourke, M.C., Fortezzo, C.M., Herkenhoff, K.E., Kolb, E.J., Okubo, C.H., 2008. North polar region of Mars: advances in stratigraphy, structure, and erosional modification. *Icarus* 196 (2), 318–358. <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2008.01.021>.
- Tomasi, C., Petkov, B.H., Benedetti, H., 2012. Annual cycles of pressure, temperature, absolute humidity and precipitable water from the radiosoundings performed at Dome C, Antarctica, over the 2005–2009 period. *Antarct. Sci.* 24 (6), 637–658. <http://dx.doi.org/10.1017/S0954102012000405>.
- Vincendon, M., Langevin, Y., Poulet, F., Bibring, J.-P., Gondet, B., 2007. Recovery of surface reflectance spectra and evaluation of the optical depth of aerosols in the near-IR using a Monte Carlo approach: application to the OMEGA observations of high-latitude regions of Mars. *J. Geophys. Res.*, Planets 112 (E8), E08S13. <http://dx.doi.org/10.1029/2006JE002845>.
- Warren, S.G., 1982. Optical properties of snow. *Rev. Geophys. Space Phys.* 20 (1), 67–89. <http://dx.doi.org/10.1029/RG020i001p00067>.
- Whiteway, J.A., Komguem, L., Dickinson, C., Cook, C., Illnicki, M., Seabrook, J., Popvici, V., Duck, T.J., Davy, R., Taylor, P.A., Pathak, J., Fisher, D., Carswell, A.I., Daly, M., Hipkin, V., Zent, A.P., Hecht, M.H., Wood, S.E., Tamppari, L.K., Renno, N., Moores, J.E., Lemmon, M.T., Daerden, F., Smith, P.H., 2009. Mars water-ice clouds and precipitation. *Science* 325 (5936), 68–70. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1172344>.
- Zuber, M., Lim, L., Zwally, H., 1998. The role of viscous deformation in the morphology of the Martian North Polar Cap. In: *First International Conference on Mars Polar Science*, pp. 45–46.

# Annexe B

## Démonstrations et méthodes numériques

Soit un volume  $\mathcal{V}$ , constitué de particules fluides, de surface  $\mathcal{S}$  et de normale  $\vec{n}$ . Par convention, la normale  $\vec{n}$  est orientée vers l'extérieur du volume  $\mathcal{V}$ .

### B.1 Théorème de Green-Ostrogradsky

Le flux de particules fluides à travers la surface  $\mathcal{S}$  correspond à l'intégrale de la vitesse normale sur la surface considérée (Eq. B.1).

$$Flux = \int \int_S \vec{u} \cdot \vec{n} dS \quad (B.1)$$

Le théorème de Green-Ostrogradsky (ou théorème de divergence du flux) permet d'établir la conservation entre le flux surfacique et le flux volumique (Eq. B.2) :

$$\int \int_S \vec{u} \cdot \vec{n} dS = \int \int \int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{u} dV \text{ et } \int \int_S f \vec{n} dS = \int \int \int_V \vec{\nabla} f dV \quad (B.2)$$

Avec  $f$  un champ scalaire.

Les démonstrations suivantes requièrent l'utilisation du théorème de Green-Ostrogradsky.

### B.2 Démonstration de l'équation de conservation de la masse

La démonstration de l'équation de conservation de la masse (ou continuité) est largement présentée dans les ouvrages de mécanique des fluides [Guyon et al., 2004; Chassaing, 2000a].

L'équation de continuité assure que le bilan de quantité de masse  $dm/dt$  des particules animées d'une vitesse  $\vec{u}$  au sein d'un volume fluide  $\mathcal{V}$  ( $\equiv$  flux à travers sa surface fermée  $\mathcal{S}$ ) soit nul (Eq. B.4) si on néglige les termes sources (création ou perte de masse) [Guyon et al., 2004].

$$m = \int \int \int_V \rho dV \quad (B.3)$$

$$\frac{dm}{dt} = \frac{d}{dt} \int \int \int_V \rho dV = \int \int \int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} + \int \int_S \rho \vec{u} \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (B.4)$$

D'après le théorème de Green-Ostrogradsky (Eq. B.5) :

$$\int \int_S \rho \vec{u} \cdot \vec{n} dS = \int \int \int_V \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) dV \quad (B.5)$$



D'où

$$\frac{dm}{dt} = \int \int \int_V \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) \right) dV = 0 \quad (\text{B.6})$$

Pour un volume qui tend vers 0 on obtient localement l'équation de continuité (Eq. B.7) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (\text{B.7})$$

### B.3 Démonstration de l'équation de transport-diffusion

L'équation de transport-diffusion (Eq. 4.20) utilisée dans le modèle numérique peut être déduite de l'équation de la conservation de la masse (Eq. B.7).

On considère un mélange binaire d'une espèce  $b$  (fluide porteur) et d'une espèce  $a$  (fluide traceur) qui sont des fluides incompressibles. L'abondance du fluide porteur est grande devant le traceur et donc le mélange binaire répond aux caractéristiques de l'espèce  $b$  ( $\rho = \rho_b$ ). L'équation de transport-diffusion est détaillée pour l'espèce  $a$ .

On rappelle que :

- $m_a$  (masse de l'espèce  $a$ )
- $\rho_a$  (concentration de l'espèce  $a$ )
- $\rho = \sum_n \rho_n$
- $\omega_a = \rho_a / \rho$  (fraction massique de l'espèce  $a$ )
- $\sum_n \omega_n = 1$

On considère l'élément de volume  $\mathcal{V}$ . Les particules  $a$  de masse  $m_a$  (Eq. B.8) et de vitesse  $\vec{u}_a$  entrent et sortent à chaque instant de  $\mathcal{V}$  par sa frontière  $\mathcal{S}$ .

$$m_a = \int \int \int_V \rho_a dV \quad (\text{B.8})$$

S'il y a accumulation ou érosion de l'espèce  $a$  alors le terme source  $S_a$  existe et le bilan de masse du traceur  $dm_a/dt$  est non nul (Eq. B.9).

$$\frac{dm_a}{dt} = \frac{d}{dt} \int \int \int_V \rho_a dV = \int \int \int_V \frac{\partial \rho_a}{\partial t} dV + \int \int_S \rho_a \vec{u}_a \cdot \vec{n}_a dS = S_a \neq 0 \quad (\text{B.9})$$

D'après le théorème d'Ostrogradsky, pour un volume  $\mathcal{V}$  fixe et qui tend vers 0, on obtient l'équation de continuité du traceur (Eq. B.10).

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_a \vec{u}_a) = S_a \quad (\text{B.10})$$

Le traceur  $a$  est l'un des constituants du mélange binaire gazeux. Ces espèces sont soumises à un écoulement convectif forcé. Le fluide porteur est animé d'une vitesse globale  $\vec{u}$ . S'il n'y a pas de mélange alors le transfert de l'espèce  $a$  est passif. C'est le cas par exemple pour un écoulement laminaire ( $\vec{u}_a = \vec{u}$ ). La conservation des espèces est alors décrite par l'équation B.11.

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_a \vec{u}) = S_a \quad (\text{B.11})$$

### B.3. DÉMONSTRATION DE L'ÉQUATION DE TRANSPORT-DIFFUSION

À l'inverse, s'il y a un mélange au sein de l'écoulement, les particules de masse  $m_a$  ne suivent plus les lignes de courants et sont animées par leur vitesse propre  $\vec{u}_a$ , c'est par exemple le cas pour un écoulement turbulent ou pour un écoulement avec diffusion de l'espèce  $a$  ( $\vec{u}_a \neq \vec{u}$ ). Dans ce cas il faut prendre en compte un terme de diffusion de l'espèce  $a$  dans l'équation B.12 de conservation des espèces.

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_a \vec{u}_a + \vec{j}_a) = S_a \quad (\text{B.12})$$

Avec  $\vec{j}_a$ , l'expression vectorielle du terme de flux de diffusion de la masse (loi de Fick - Eq. 4.18).

La valeur  $\vec{u}_a$  est impossible à mesurer car on ne peut avoir qu'une vision macroscopique du fluide et non pas de chaque particule fluide (longueur caractéristique de la particule fluide considérée  $\gg$  au libre parcours moyen des molécules). Pour pallier à la non connaissance de  $\vec{u}_a$ , on utilise la définition de la vitesse barycentrique (Eq. B.13). C'est-à-dire que l'on va définir une vitesse générique au point  $P$  qui est le barycentre des particules  $a$  (Eq. B.14) [Chassaing, 2000a].

$$\vec{u} = \left( \frac{d\vec{OP}}{dt} \right)_V \quad (\text{B.13})$$

$$\rho \vec{u} = \sum_{i=1}^{n_p} \rho_a \vec{u}_a \quad (\text{B.14})$$

On introduit artificiellement un terme de substitution à  $\vec{u}_a$  qui lui est mesurable, à savoir la vitesse globale du fluide porteur  $\vec{u}$  (Eq. B.15).

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_a \vec{u}_a) + \vec{\nabla} \cdot (\rho_a \vec{u}) - \vec{\nabla} \cdot (\rho_a \vec{u}) = \frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_a \vec{u}) + \vec{\nabla} \cdot (\rho_a \vec{u}_a - \rho_a \vec{u}) = S_a \quad (\text{B.15})$$

Du fait de la liberté de mouvement, chaque élément  $n_p$  va s'écarter de la vitesse moyenne du fluide ( $\equiv$  vitesse barycentrique) tel que  $\vec{u} - \vec{u}_i$ . Cet écart est traduit par le terme de flux  $\vec{j}_a$  (Eq. B.16).

$$\vec{j}_a = (\rho_a \vec{u}_a - \rho_a \vec{u}) = -\rho_a (\vec{u} - \vec{u}_a) \quad (\text{B.16})$$

On réinjecte l'expression B.16 dans l'équation de conservation des espèces pour un mélange B.12 (Eq. B.17).

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_a \vec{u}) + \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_a = S_a \quad (\text{B.17})$$

Soit  $\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{u} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \rho$ . Pour un fluide incompressible ( $\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0$ ) on obtient l'équation B.18 :

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \rho_a + \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_a = S_a \quad (\text{B.18})$$

Loi de diffusion de Fick (Eq. B.19) :

$$\vec{j}_a = -\rho D_{a,b} \vec{\nabla} \omega_a \quad (\text{B.19})$$

Avec  $\rho$  et  $D_{a,b}$ , respectivement la concentration du fluide porteur et la diffusivité massique du traceur  $a$  dans le fluide porteur  $b$  qui sont des valeurs constantes.

Ainsi, on obtient l'équation de bilan de masse pour un phénomène de transport-diffusion dans un fluide porteur incompressible (Eq. B.20) :

$$\rho \left( \frac{\partial \omega_a}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \omega_a \right) = \rho D_{a,b} \Delta \omega_a + S_a \quad (\text{B.20})$$

## B.4 Formulation faible des équations du problème

La résolution numérique des équations aux dérivées partielles relatives au problème de transport d'une espèce  $a$  dans un fluide porteur  $b$  implique une transformation de ces équations. La formulation de Galerkin pour la Méthode des Eléments Finis (MEF) (Section 4.2.2) permet la discrétisation des opérateurs aux dérivées partielles et la construction de matrices plus simples à résoudre numériquement. Cette section détaille la mise sous forme variationnelle des équations de Navier-Stokes (NS) (Eq. 4.7) et de Transport-Diffusion (TD) (Eq. 4.20) ainsi que les schémas numériques utilisés pour la résolution (Section 4.2.4).

### B.4.1 Équation de la dynamique

On rappelle l'expression de l'équation de la quantité de mouvement (Eq. B.21) :

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \odot \vec{\nabla}) \vec{u} \right) = \mu \Delta \vec{u} - \vec{\nabla} P \quad (\text{B.21})$$

#### B.4.1.1 Formulation variationnelle

La formulation variationnelle est détaillée pour un champ vectorielle ( $\vec{u}$ ) considéré en deux dimensions et sans gradient de pression. La formulation de Galerkin nécessite l'introduction d'une fonction de pondération (fonction test)  $N_j$  (Eq. B.22).

$$\int_{\Omega_n} \rho \left( \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \left( \vec{u} \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} + \vec{v} \frac{\partial \vec{u}}{\partial y} \right) \right) \times N_j = \int_{\Omega_n} \mu \Delta \vec{u} \times N_j \quad (\text{B.22})$$

Grâce aux égalités sur les opérateurs vectorielles, on transforme  $\Delta \vec{u}$  en

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \vec{u}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{U}$$

avec  $\vec{U} = \vec{\nabla} \vec{u}$  et on parvient à transférer un degré de dérivation du champs  $\vec{u}$  vers la fonction test  $N_j$  (Eq. B.24).

$$\vec{\nabla} \vec{U} \times N_j = \vec{\nabla} \cdot (N_j \vec{U}) - \vec{U} \cdot \vec{\nabla} N_j \quad (\text{B.23})$$

$$\int_{\Omega_n} \rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \times N_j + \int_{\Omega_n} \rho \left( \vec{u} \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} + \vec{v} \frac{\partial \vec{u}}{\partial y} \right) \times N_j = \int_{\Omega_n} \mu \left( \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \vec{u} \times N_j) - \vec{\nabla} \vec{u} \cdot \vec{\nabla} N_j \right) \quad (\text{B.24})$$

## B.4. FORMULATION FAIBLE DES ÉQUATIONS DU PROBLÈME

L'opération a pour but de diminuer l'erreur numérique en diminuant le degré de dérivation sur les inconnues par une dérivation de la fonction test  $N_j$ . Le terme  $\int_{\Omega_n} \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \vec{u} \times N_j)$  peut être transformé d'après le théorème de Green-Ostrogradsky (Eq. B.2) en :

$$\int \int_{\Omega_n} (\vec{\nabla} \vec{u} \times N_j) \cdot \vec{n} dS = \int \int_{\partial\Omega} \left( (\vec{\nabla} \vec{u} \cdot \vec{n}) \right) N_j \quad (\text{B.25})$$

On obtient donc la formulation variationnelle de l'équation de NS par la méthode de Galerkin (Eq. B.26).

$$\int_{\Omega_n} \rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \times N_j + \int_{\Omega_n} \rho \left( \vec{u} \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} + \vec{v} \frac{\partial \vec{u}}{\partial y} \right) \times N_j = - \int_{\Omega_n} \mu \vec{\nabla} \vec{u} \cdot \vec{\nabla} N_j = - \int_{\Omega_n} \mu \frac{\partial \vec{u}}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} + \frac{\partial \vec{u}}{\partial y} \frac{\partial N_j}{\partial y} \quad (\text{B.26})$$

Or la fonction test est nulle sur les parois et  $\vec{\nabla} \vec{u}$  est nul sur les bords pour lesquels on applique une condition de Neumann.

### B.4.1.2 Schémas numériques

On cherche à estimer le champ de vitesse  $u$  à l'instant  $t^{n+1}$  dans un domaine numérique  $\Omega_n$  bordé de frontière  $\Gamma_{n_f}$ .

La dérivée temporelle est estimée grâce à un schéma Euler explicite, c'est-à-dire que l'on calcule la valeur de la vitesse à l'étape  $t^{n+1}$  à partir des valeurs à l'étape  $t^n$  (Eq. B.27 - section 4.2.4.1).

$$\frac{\partial u^{(t^{n+1})}}{\partial t} = \frac{u^{t^{n+1}} - u^{t^n}}{dt}$$

$$\int_{\Omega_n} \rho \frac{1}{dt} u^{t^{n+1}} N_j + \int_{\Omega_n} \rho (u^{t^{n+1}} \vec{\nabla} u^{t^{n+1}}) N_j + \int_{\Omega_n} \mu \vec{\nabla} u^{t^{n+1}} \vec{\nabla} N_j = \int_{\Omega_n} \rho \frac{1}{dt} u^{t^n} N_j \quad (\text{B.27})$$

De plus, en ce qui concerne la partie diffusive de l'équation de NS (associée au Laplacien), on adopte un schéma temporel de type Crank-Nickolson ( $\Theta = 0,5$ ) (Eq. B.28 - section 4.2.4.1).

$$\int_{\Omega_n} \rho \frac{1}{dt} u^{t^{n+1}} N_j + \int_{\Omega_n} \rho (u^{t^{n+1}} \vec{\nabla} u^{t^{n+1}}) N_j + \int_{\Omega_n} \Theta \mu \vec{\nabla} u^{t^{n+1}} \vec{\nabla} N_j = \int_{\Omega_n} \rho \frac{1}{dt} u^{t^n} N_j + \int_{\Omega_n} (1 - \Theta) \mu \vec{\nabla} u^{t^n} \vec{\nabla} N_j \quad (\text{B.28})$$

Sous FreeFEM++ le module `convect` [Lucquin and Pironneau, 1996; Hecht, 2015] permet de coder le terme spatial de l'advection d'un champ (Section 4.2.4.2). L'introduction de la fonction `convect` permet une stabilisation de la résolution numérique par un décentrage spatial amont du terme de convection (Eq. B.29).

$$\int_{\Omega_n} \rho \frac{1}{dt} u(x)^{t^{n+1}} N_j + \int_{\Omega_n} \Theta \mu \vec{\nabla} u(x)^{t^{n+1}} \vec{\nabla} N_j = \int_{\Omega_n} u^{t^n} (x - u(x)^{t'}) + \int_{\Omega_n} (1 - \Theta) \mu \vec{\nabla} u(x)^{t^n} \vec{\nabla} N_j \quad (\text{B.29})$$

Avec  $t' = t + 0,5$  [Lucquin and Pironneau, 1996; Hecht, 2015].

### B.4.1.3 Terme de pression

Jusqu'à présent, nous avons détaillé la formulation variationnelle pour NS sans gradient de pression. Le couplage de la résolution vitesse-pression passe par une méthode de pénalisation.

Le terme du gradient de pression sous forme variationnelle (Eq. B.30) est ajouté aux membres de droite de l'équation (B.26).

$$\int_{\Omega_n} -\vec{\nabla} p \times N_j d\Omega_n \quad (\text{B.30})$$

L'ajout du terme de pression à la résolution numérique pose des problèmes de fermeture des équations linéaires puisqu'il y a deux équations (NS selon  $u$  et  $v$ ) pour trois inconnues ( $u$ ,  $v$  et  $p$ ). L'équation de continuité assure la conservation de la masse et permet la prise en compte du terme de pression par le paramètre de pénalty  $\gamma \times p \times N_j$  (Eq. B.31).

$$\int_{\Omega_n} (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) \times N_j + \int_{\Omega_n} \gamma \times p \times N_j = 0 \quad (\text{B.31})$$

Le paramètre  $\gamma$  est choisi généralement très petit ( $\leq 10^{-8}$ ) de manière à ne pas être nul pour permettre la résolution de  $p$  tout en assurant la continuité des champs.

Généralement, le terme de pression est défini dans un espace fonctionnel d'un ordre polynomial inférieur de 1 degré à celui des champs de vitesses.

## B.4.2 Équation de transport-diffusion

L'expression de l'équation de transport-diffusion est rappelée à l'équation B.20.

### B.4.2.1 Formulation variationnelle

La démarche suivie pour la formulation variationnelle du champ de concentration du traceur  $\rho_a$  est la même que celle présentée précédemment pour le champ de vitesse  $\vec{u}$ . On introduit la fonction de pondération (fonction test)  $N_j$  (Eq. B.32).

$$\int_{\Omega_n} \left( \frac{\partial \rho_a}{\partial t} + \vec{u} \left( \frac{\partial \rho_a}{\partial x} + \frac{\partial \rho_a}{\partial y} \right) \right) \times N_j = \int_{\Omega_n} D_{a,b} \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \rho_a) \times N_j \quad (\text{B.32})$$

On pose  $\vec{\nabla} \rho_a \equiv \vec{U}$ . Grâce aux égalités sur les opérateurs vectoriels (Eq. B.33), on parvient à transférer un degré de dérivation du champ  $\rho_a$  vers la fonction test  $N_j$  (Eq. B.34).

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \rho_a) \times N_j = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \rho_a \times N_j) - \vec{\nabla} \rho_a \cdot \vec{\nabla} N_j \quad (\text{B.33})$$

$$\int_{\Omega_n} \frac{\partial \rho_a}{\partial t} \times N_j + \int_{\Omega_n} \vec{u} \left( \frac{\partial \rho_a}{\partial x} + \frac{\partial \rho_a}{\partial y} \right) \times N_j = \int_{\Omega_n} D_{a,b} \left( \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \rho_a \times N_j) - \vec{\nabla} \rho_a \cdot \vec{\nabla} N_j \right) \quad (\text{B.34})$$

Le terme  $\int_{\Omega_n} \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \rho_a \times N_j)$  peut être transformé d'après le théorème de Green-Ostrogradsky (Eq. B.2) en (Eq. B.35) :

$$\int \int_{\partial \Omega} (\vec{\nabla} \rho_a \times N_j) \cdot \vec{n} dS = \int \int_{\partial \Omega} (\vec{\nabla} \rho_a \cdot \vec{n}) N_j dS \quad (\text{B.35})$$



## B.4. FORMULATION FAIBLE DES ÉQUATIONS DU PROBLÈME

Or la fonction test est nulle sur les parois et  $\vec{\nabla} \rho_a$  est défini nul sur les bords pour lesquels s'appliquent la condition de Neumann.

Ce qui permet d'obtenir la formulation variationnelle de l'équation de TD par la méthode de Galerkin (Eq. B.36).

$$\int_{\Omega_n} \frac{\partial \rho_a}{\partial t} \times N_j + \int_{\Omega_n} \vec{u} \left( \frac{\partial \rho_a}{\partial x} + \frac{\partial \rho_a}{\partial y} \right) \times N_j = - \int_{\Omega_n} D_{a,b} \vec{\nabla} \rho_a \cdot \vec{\nabla} N_j = - \int_{\Omega_n} D_{a,b} \frac{\partial \rho_a}{\partial x} \frac{\partial N_j}{\partial x} \frac{\partial \rho_a}{\partial y} \frac{\partial N_j}{\partial y} \quad (\text{B.36})$$

### B.4.2.2 Schémas numériques

On cherche à estimer le champ de concentration du traceur  $\rho_a$  à l'instant  $t^{n+1}$  dans un domaine numérique  $\Omega_n$  bordé de frontière  $\Gamma_{nf}$ .

La dérivée temporelle est estimée grâce à un schéma Euler explicite, c'est-à-dire que l'on calcule la valeur de la concentration à l'étape  $t^{n+1}$  à partir des valeurs à l'étape  $t^n$  (Eq. B.37 - section 4.2.4.1).

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial t} = \frac{\rho_a^{t^{n+1}} - \rho_a^{t^n}}{dt}$$

$$\int_{\Omega_n} \frac{1}{dt} \rho_a^{t^{n+1}} N_j + \int_{\Omega_n} (\vec{u}^{t^{n+1}} \vec{\nabla} \rho_a^{t^{n+1}}) N_j + \int_{\Omega_n} D_{a,b} \vec{\nabla} \rho_a^{t^{n+1}} \vec{\nabla} N_j = \int_{\Omega_n} \frac{1}{dt} \rho_a^{t^n} N_j \quad (\text{B.37})$$

De plus, en ce qui concerne la partie diffusive de l'équation de NS (associée au Laplacien), on adopte un schéma temporel de type Crank-Nickolson ( $\Theta = 0,5$ ) (Eq. B.28 - section 4.1.3.2).

$$\int_{\Omega_n} \frac{1}{dt} \rho_a^{t^{n+1}} N_j + \int_{\Omega_n} (\vec{u}^{t^{n+1}} \vec{\nabla} \rho_a^{t^{n+1}}) N_j + \int_{\Omega_n} \Theta D_{a,b} \vec{\nabla} \rho_a^{t^{n+1}} \vec{\nabla} N_j = \int_{\Omega_n} \frac{1}{dt} \rho_a^{t^n} N_j + \int_{\Omega_n} (1 - \Theta) D_{a,b} \vec{\nabla} \rho_a^{t^n} \vec{\nabla} N_j \quad (\text{B.38})$$

Sous FreeFEM++ le module convect [Lucquin and Pironneau, 1996; Hecht, 2015] permet de coder le terme spatial de l'advection d'un champ (Section 4.2.4.2). L'introduction de la fonction convect permet une stabilisation de la résolution numérique par un décentrage spatial amont du terme de convection (Eq. B.39).

$$\int_{\Omega_n} \frac{1}{dt} \rho_a(x)^{t^{n+1}} N_j + \int_{\Omega_n} \Theta \mu \vec{\nabla} \rho_a(x)^{t^{n+1}} \vec{\nabla} N_j = \int_{\Omega_n} \rho_a^{t^n}(x - u(x)^{t'}) + \int_{\Omega_n} (1 - \Theta) \mu \vec{\nabla} \rho_a(x)^{t^n} \vec{\nabla} N_j \quad (\text{B.39})$$

Avec  $t' = t + 0,5$  [Lucquin and Pironneau, 1996; Hecht, 2015].

Le terme de convection (Eq. B.40) peut également être décomposé à l'aide du théorème de Green-Ostrogradsky (Eq. B.2). Cette opération s'applique pour un fluide incompressible :

$$\int_{\Omega_n} (\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \rho_a) N_j d\Omega_n = \frac{1}{2} \int_{\Omega_n} \vec{u} \cdot (N_j \vec{\nabla} N_j - \rho_a \vec{\nabla} N_j) d\Omega_n + \frac{1}{2} \int_{\Gamma_{nf}} \rho_a \times N_j \times \vec{u} \cdot \vec{n} d\Gamma_{nf} \quad (\text{B.40})$$

L'avantage est que l'on fait apparaître une matrice antisymétrique qui garantit la conservation globale de la masse dans le domaine [Bianchi et al., 2004]. Néanmoins, il s'avère que ce schéma n'est pas stable lorsqu'il est couplé avec un gradient de pression.



# Annexe C

## Modèle de turbulence

### C.1 Fermeture des équations RANS

La complexité des écoulements turbulents impose une approche descriptive statistique qui permet d'établir un système d'équations du mouvement moyen dit RANS (*Reynolds Average Navier-Stokes* (Eq. 4.9 et 4.10 - Section 4.1.2.3). La vitesse instantanée est décomposée en un mouvement moyen et un mouvement fluctuant tel que :  $u_i^* = U_i + u'_i$ . Cette décomposition, dite de Reynolds, est introduite dans les équations de Navier-Stokes, puis celles-ci sont moyennées. Ce traitement des équations aboutit à un système ouvert au premier ordre en raison de la présence du terme des corrélations doubles du tenseur des contraintes de Reynolds  $R_{i,j} = -\rho \overline{u'_i u'_j}$  [Chassaing, 2000b]. Les modèles de turbulence fournissent des outils permettant de fermer les systèmes d'équations par des relations entre les moments d'ordre 2 inconnus et les moments d'ordre 1 résolus.

Pour l'étude d'une couche limite en deux dimensions, une fermeture simple est établie (Eq. C.1). Le tenseur des contraintes est alors défini comme proportionnel au gradient de vitesse moyen [Chassaing, 2000b].

$$R_{i,j} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_T \frac{\partial U}{\partial y} \quad (\text{C.1})$$

Avec  $\mu_T$  le coefficient de viscosité dynamique turbulente introduit par Boussinesq, qui caractérise l'écoulement. Ce terme est défini comme proportionnel à une échelle de vitesse turbulente  $u_T$  et une échelle de longueur turbulente  $l_T$  à une constante  $C_\mu$  près.

$$\nu_T = \frac{\mu_T}{\rho} = C_\mu u_T^m l_T^m \quad (\text{C.2})$$

Ce terme intervient dans les équations de la vitesse moyenne comme un facteur correcteur de la viscosité  $\nu$  qui caractérise le fluide (Eq. C.3). Par exemple pour la première composante de la vitesse, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ (\nu + \nu_T) \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ (\nu + \nu_T) \frac{\partial u}{\partial y} \right] \quad (\text{C.3})$$

L'approximation du tenseur de Reynolds par une viscosité turbulente permet de réduire le nombre d'inconnues. Ainsi, la définition de  $\nu_T$  rend possible la résolution des champs de vitesses. Les différents modèles de fermeture proposent des relations algébriques de  $\nu_T$  traduisant le caractère turbulent de l'écoulement.

$C'_\mu$	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$
0,09	1,44	1,92	1,00	1,30

 TABLE C.1 – Valeurs standards des constantes de turbulence du modèle  $k$ - $\varepsilon$  [Chassaing, 2000b].

## C.2 Modèle k- $\varepsilon$

Le modèle  $k$ -  $\varepsilon$  est l'un des modèles de turbulence les plus utilisés. Il propose de définir l'échelle de longueur  $l_T$  par l'introduction de deux équations supplémentaires ; (1) l'équation de l'énergie cinétique de turbulence  $k$  et l'équation de dissipation visqueuse  $\varepsilon$ .

Dans ce cas on définit  $u_T$  l'échelle de vitesse turbulente comme la racine carrée du terme d'énergie cinétique turbulente ( $u_T = \sqrt{k}$  - schéma de Prandtl-Kolomogrov) et  $l_T$  l'échelle de longueur turbulente, fonction de l'énergie cinétique et de la dissipation (Eq. C.4).

$$l_T = C_D \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (\text{C.4})$$

Avec  $C_D$  une constante.

D'où l'expression de la viscosité turbulente pour le modèle  $k$ -  $\varepsilon$  (Eq. C.5) [Chassaing, 2000b] :

$$\nu_T = C'_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \text{ avec } C'_\mu = C_\mu C_D \text{ (Tab. C.2)} \quad (\text{C.5})$$

Afin de résoudre ces deux nouvelles inconnues il est nécessaire d'introduire deux nouvelles équations pour  $k$  (Eq. C.6) et  $\varepsilon$  (Eq. C.7) qui correspondent à des équations de transport.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left( k \vec{u} - \frac{\nu_T}{\sigma_k} \vec{\nabla} k \right) = P_k - \varepsilon \quad (\text{C.6})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left( \varepsilon \vec{u} - \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \vec{\nabla} \varepsilon \right) = \frac{\varepsilon}{k} (C_1 P_k - C_2 \varepsilon) \quad (\text{C.7})$$

Ces deux équations sont couplées. On définit les termes de production d'énergie cinétique  $P_k$  (Eq. C.8) qui est un terme source favorisant le maintien de l'écoulement et de dissipation  $P_\varepsilon$  (Eq. C.9) qui est un terme puit qui agit en défaveur du maintien du caractère turbulent de l'écoulement.

$$P_k = \nu_T \left[ 2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right] \quad (\text{C.8})$$

$$P_\varepsilon = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k \quad (\text{C.9})$$

Avec  $C_{\varepsilon 1}$ ,  $C_{\varepsilon 2}$ ,  $\sigma_k$  et  $\sigma_\varepsilon$  des constantes (Tab. C.2).

## C.3 Modèle numérique

La mise en œuvre du modèle  $k$ - $\varepsilon$  dans le code numérique est basée sur l'étude de Kuzmin et al. [2007]. Nous choisissons une configuration simple de type canal qui a fait l'objet de nombreuses études.

Les discrétisations des équations d'énergie cinétique et de dissipation sont similaires à celles proposées pour les équations de NS et de TD (Section 4.2.4). C'est-à-dire que le schéma du terme de convection est de type Crank-Nicolsons et avec un décentrage amont (fonction `convect` - Eq. 4.58) et le schéma associé au Laplacien est de type Crank-Nicolson ou Euler centré.

Kuzmin et al. [2007] propose l'introduction d'un facteur  $\Lambda$  (Eq. C.10) afin de découpler les équations C.6 et C.7 et faciliter la résolution numérique (Eq. C.11 et C.12).

$$\Lambda = C'_\mu \frac{k}{v_T} \quad (\text{C.10})$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left( k \vec{u} - \frac{v_T}{\sigma_k} \vec{\nabla} k \right) + \Lambda k = P_k \quad (\text{C.11})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left( \varepsilon \vec{u} - \frac{v_T}{\sigma_\varepsilon} \vec{\nabla} \varepsilon \right) + C_{\varepsilon 2} \Lambda \varepsilon = \Lambda C_{\varepsilon 1} P_k \quad (\text{C.12})$$

Le découplage des équations de  $k$  et  $\varepsilon$  implique également une redéfinition de la viscosité turbulente  $v_T$  (Eq. C.5). La viscosité turbulente n'est pas constante sur l'ensemble du domaine. En effet, la viscosité liée à la nature du fluide domine ( $v_T \ll \nu$ ), elle contrôle le gradient de vitesse (dans la sous-couche-visqueuse). A l'inverse, loin des parois, la viscosité turbulente domine l'écoulement ( $v_T \gg \nu$ ). Il est donc nécessaire de compartimenter les valeurs de  $v_T$  le long de la section du canal (Eq. C.13).

$$v_T = \max \left\{ \nu, l_* \sqrt{k} \right\} \quad (\text{C.13})$$

Avec  $l_*$ , la longueur de mélange définie telle que sa valeur tend vers 0 proche de la paroi (1) ou soit de l'ordre de la taille des tourbillons turbulents maximums loin des parois (2) :

$$l_* = \begin{cases} C_\mu \frac{k^{2/3}}{\varepsilon} & \text{si } C_\mu k^{2/3} < \varepsilon l_{\max} \quad (1) \\ l_{\max} = \min \{ \kappa, 10\% H/2 \} & \text{sinon, } (2) \end{cases} \quad (\text{C.14})$$

## C.4 Résultats préliminaires

Le domaine numérique  $\Omega_n$  est un canal de 50 m de long et de section  $H1 = 2$  m dont le maillage est régulier (Fig. C.1 (a)). Afin de valider notre modèle, nous nous basons sur les études de Kuzmin et al. [2007] et sur le cahier de validation du code numérique Thétis [Delmas, 2009]. Les deux études comparent les résultats du modèle  $k$ - $\varepsilon$  avec une résolution directe des équations de la turbulence (DNS - *Direct Numerical Simulation*) [Kim et al., 1987].

La vitesse moyenne  $U_{\text{moy}}$  dans le canal est fixée à 1 m/s et fait office de condition d'entrée ( $\Gamma_3$ ). Le champ de vitesse dans le domaine est initialisé par un profil de vitesse de type turbulent analogue au profil de Poiseuille modulo un exposant (Eq. C.15) [Chassaing, 2000b].

$$U = U_{\max} \times \left( 1 - \left( \frac{y}{H1} \right) \right)^{(1/6,25)} \quad (\text{C.15})$$

Avec  $U_{\max} = U_{\text{moy}} \times (6,25 + 1)/6,25$ .



Une condition d'adhérence ( $u = 0$  m/s) est imposée sur les parois  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_3$  du canal et une condition de Neumann est attribuée en sortie ( $\Gamma_2$ ). La vitesse moyenne de frottement  $\bar{u}_*$  est fixée à  $6,398 \times 10^{-2}$  [Delmas, 2009]. Enfin, la viscosité cinématique du fluide  $\nu$  est calibrée sur la valeur du nombre de Reynolds moyen du canal  $Re_m$  (Eq. 4.62) que l'on impose à 3300 [Kim et al., 1987].

L'énergie turbulente  $k$  suit une fonction directement liée à la vitesse (Eq. C.16) et sa valeur est nulle sur les parois  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_3$  ( $k = 0$  - condition de Dirichlet).

$$k_{in} = 0,003 |U|^2 \quad (C.16)$$

Avec 0,003 une constante empirique [Kuzmin et al., 2007].

La dissipation visqueuse est fonction de la valeur de  $k$  dans le domaine numérique. Sa valeur en entrée,  $\varepsilon_{in}$ , est imposée par la relation C.17.

$$\varepsilon_{in} = C_\mu \frac{k^{3/2}}{l_0} \quad (C.17)$$

Avec  $l_0$  l'épaisseur de mélange par défaut que l'on estime à 5% de la section du canal. Sur les bords du canal, la valeur de  $\varepsilon$  est non nulle ( $\varepsilon = 0,168 \bar{u}_*^4 / \nu$ ) car la dissipation est maximale dans la sous-couche visqueuse.

Une condition de Neumann est imposée pour l'ensemble des inconnues en sortie ( $\Gamma_2$ ). Les simulations sont arrêtées lorsque la convergence des valeurs du champ de vitesse  $u$  est atteinte (Fig. C.1).

Le champ de vitesse au bout du canal présente un profil de type turbulent pour nos simulations avec un maillage vertical de 16 et de 32 mailles. Le profil avec 32 mailles présente une bonne correspondance avec la modélisation Thétis pour la même résolution (Fig. C.2). La vitesse maximale enregistrée au centre du canal est 1,24 m/s alors qu'elle est de 1,20 m/s pour le modèle DNS (Fig. C.1 (b) et C.2). Le modèle  $k$ - $\varepsilon$  ne représente pas bien la physique de l'écoulement proche de la paroi. C'est pourquoi les gradients de vitesse proche de la paroi ne sont pas respectés. L'augmentation du nombre de maille permet de gagner en précision de calcul.

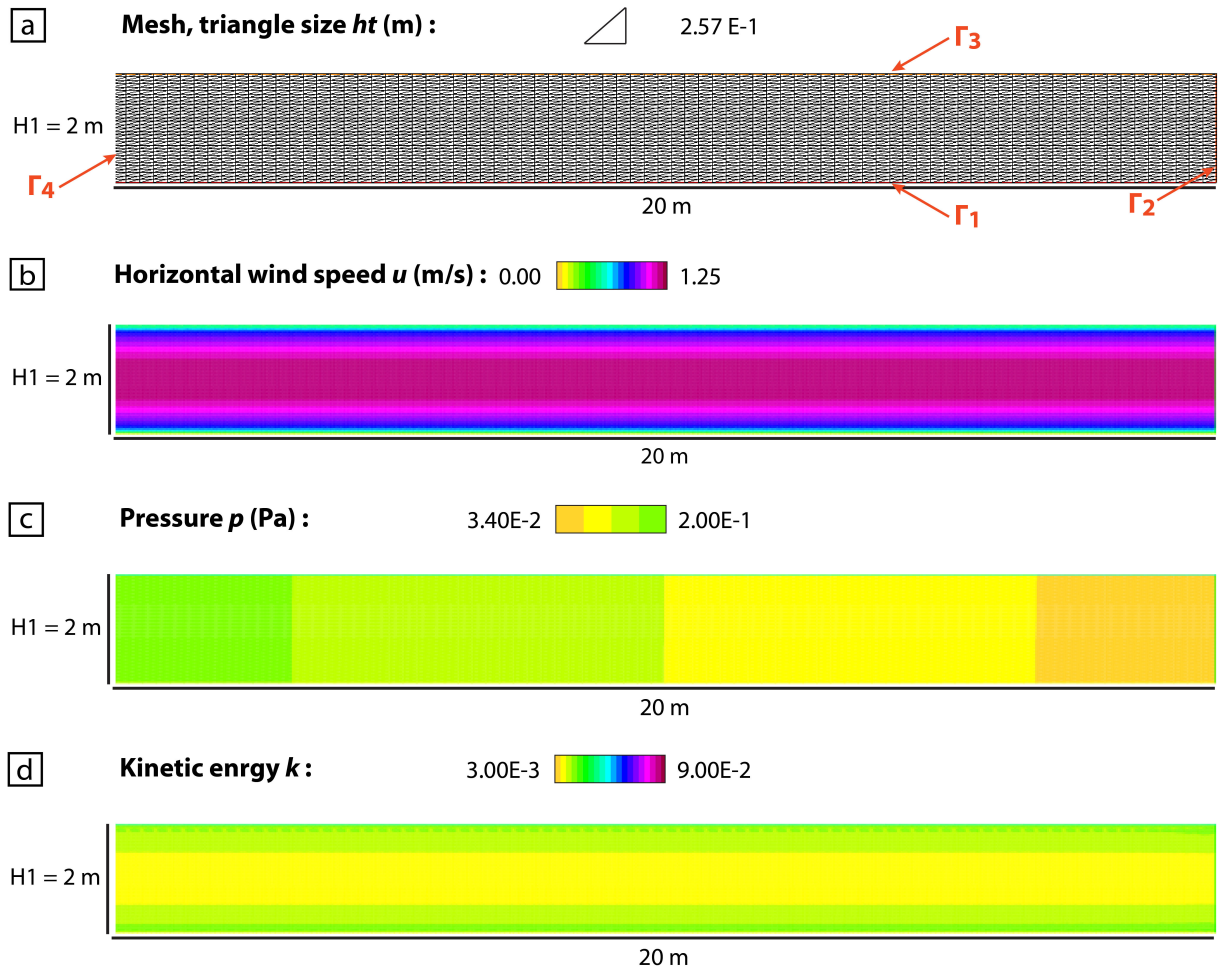


FIGURE C.1 – Résultat obtenu pour une configuration de canal rectangulaire de section  $H1 = 2$ , longueur = 50 m (zoom sur les 20 derniers mètres),  $Re_m = 3300$  et  $\bar{u}_* = 6,398 \text{ m/s}$ . (a) Maillage régulier (Nombre de triangle = 12800 et pas de maillage = 32 selon  $y$ ). (b) Champ de vitesse  $u$  (m/s). (c) Champ de pression  $p$  (Pa). (d) Champ de l'énergie cinétique de turbulence  $k$ .

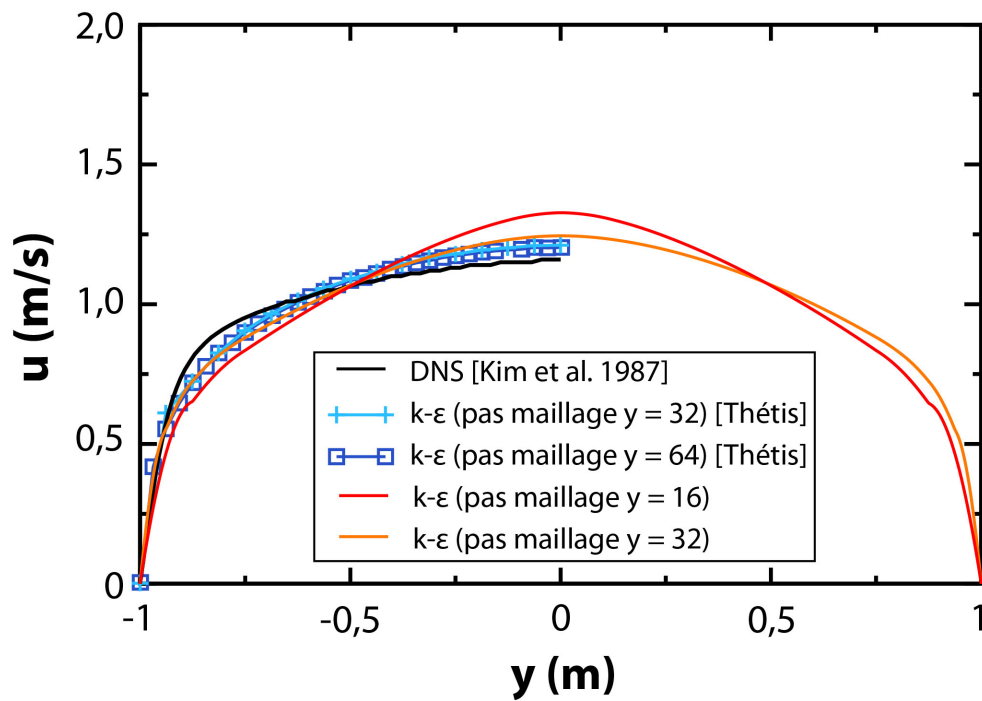


FIGURE C.2 – Profils de vitesse  $u$  dans le canal pour différents pas de maillage selon  $y$  ( $x = 38$  m). Les résultats obtenus sont comparés au données de la littérature.

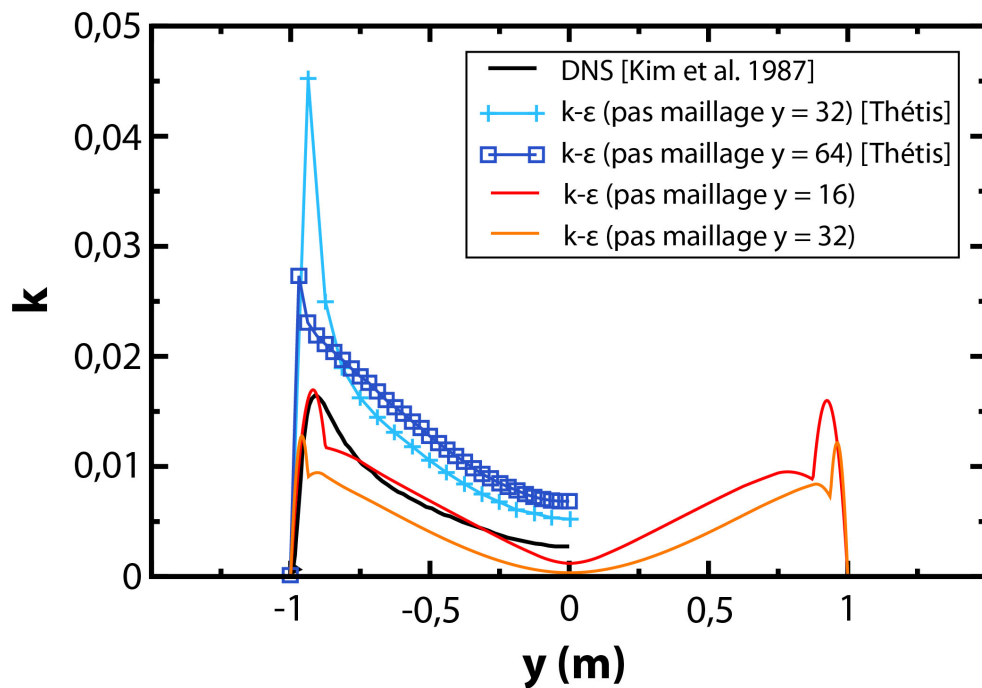


FIGURE C.3 – Profils d'énergie cinétique  $k$  dans le canal pour différents pas de maillage selon  $y$  ( $x = 38$  m). Les résultats obtenus sont comparés au données de la littérature.

---

Ensuite, le gradient de pression dans le canal est constant et de l'ordre de  $-6,14 \times 10^{-3}$  soit une valeur proche de la valeur théorique  $-8,18 \times 10^{-3}$  ( $-2 \rho(\bar{u}_*^2)/(H1/2)$  [Chassaing, 2000b]) (Fig. C.1 (c)).

Enfin, le champ de l'énergie cinétique présente une distribution conforme aux cas tests (Fig. C.1 (d) et C.3). On observe une valeur minimale au centre de la section et un maximum dans la zone proche paroi ( $y < \pm 0,80$  m) d'un ordre de grandeur  $10^{-2}$ . Les profils obtenus avec le modèle sous-estime les valeurs pour des simulations analogues (Thétis). De plus, un effet "rebond" est visible à proximité des maximums de  $k$ . Ceci peut-être lié à une mauvaise résolution ou un effet de maillage (persiste pour un maillage deux fois plus précis). Il serait intéressant de travailler avec un maillage très précis sur les bords. Enfin, on note que les profils de  $k$  ne présentent pas une symétrie parfaite qui atteste de problèmes persistants à résoudre (Fig. C.1 (d) et C.3). Dans ce cas l'asymétrie est peut-être liée à des anomalies du champ de pression en entrée du canal.

Ces premiers résultats de validation sont encourageants. Néanmoins, des problèmes persistent, notamment la résolution du paramètre  $\varepsilon$  qui n'est pas stable tout au long du calcul.

---



# Bibliographie

- Aharonson, O. and N. Schorghofer (2006). Subsurface ice on Mars with rough topography. *Journal of Geophysical Research E : Planets* 111(11), 1–10.
- Albert, M. R. (2002). Effects of snow and firn ventilation on sublimation rates. *Annals of Glaciology* 35(1), 52–56.
- Albert, M. R., C. A. Shuman, Z. R. Courville, R. Bauer, M. A. Fahnestock, and T. A. Scambos (2004). Extreme firn metamorphism : Impact of decades of vapor transport on near-surface firn at a low-accumulation glazed site on the East Antarctic plateau. *Annals of Glaciology* 39(1), 73–78.
- Alexander, J., J. S. Bridge, R. J. Cheelà, and S. F. Leclair (2001). Bedforms and associated sedimentary structures formed under supercritical water flows over aggrading sand beds. *Sedimentology* 48(1), 133–152.
- Allen, J. R. (1985). *Principles of Physical Sedimentology* (1 ed.). George Allen and Unwin Ltd.
- Allison, M. and M. McEwen (2000). A post-Pathfinder evaluation of areocentric solar coordinates with improved timing recipes for Mars seasonal/diurnal climate studies. *Planetary and Space Science* 48(2-3), 215–235.
- Andreotti, B., P. Claudin, O. Devauchelle, O. Duran, and A. Fourrière (2012). Bedforms in a turbulent stream : Ripples, chevrons and antidunes. *Journal of Fluid Mechanics* 690(1), 94–128.
- Andreotti, B., P. Claudin, and A. Fourrière (2009). Qu'est-ce qui détermine la taille des dunes ? Mécanismes et lois d'échelle. In *19ème Congrès Français de Mécanique*, pp. 1–6. AFM, Maison de la Mécanique.
- Andreotti, B., A. Fourrière, F. Ould-Kaddour, B. Murray, and P. Claudin (2009). Giant aeolian dune size determined by the average depth of the atmospheric boundary layer. *Nature* 457(7233), 1120–3.
- Anguita, F., R. Babin, G. Benito, D. Gomez, A. Collado, and J. W. Rice (2000). Chasma Australe, Mars : Structural framework for a catastrophic outflow origin. *Icarus* 144(2), 302–312.
- Anschütz, H., O. Eisen, W. Rack, and M. Scheinert (2006). Periodic surface features in coastal East Antarctica. *Geophysical Research Letters* 33(22), L22501.
- Aoki, T., T. Aoki, M. Fukabori, A. Hachikubo, Y. Tachibana, and F. Nishio (2000). Effects of snow physical parameters on spectral albedo and bidirectional reflectance of snow surface.
- Appelbaum, J., G. Landis, and I. Sherman (1993). Solar radiation on Mars-Update 1991. *Solar Energy* 50(1), 35–51.

- 
- Appéré, T. (2012). *Cycle actuel de l'eau sur Mars : étude des dépôts saisonniers de l'hémisphère Nord par télédétection hyperspectrale (OMEGA/Mars Express)*. Ph. D. thesis, Université Joseph Fourier.
- Appéré, T., B. Schmitt, Y. Langevin, S. Douté, A. Pommerol, F. Forget, A. Spiga, B. Gondet, and J.-P. Bibring (2011). Winter and spring evolution of northern seasonal deposits on Mars from OMEGA on Mars Express. *Journal of Geophysical Research E : Planets* 116(5).
- Arcone, S. A., R. W. Jacobel, and G. S. Hamilton (2012). Unconformable stratigraphy in East Antarctica : Part I. Large firn cosets, recrystallized growth, and model evidence for intensified accumulation. *Journal of Glaciology* 58(208), 240–252.
- Armaly, B. F., F. Durst, J. C. F. Pereira, and B. Schöning (1983). Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow. *Journal of Fluid Mechanics* 127, 473.
- Arthern, R., D. P. Winebrenner, and E. Waddington (2000). Densification of water ice deposits on the residual north polar cap of Mars. *Icarus* 381, 367–381.
- Bagnold, R. (1954). *The Physics Of Blown Sand And Desert Dunes* (1 ed.). Dover Publications Inc.
- Ball, F. K. (1956). The katabatic winds of Adelie Land and King George V Land. *Tellus A* 9(2), 201–208.
- Banks, M. E., S. Byrne, K. Galla, A. S. McEwen, V. J. Bray, C. M. Dundas, K. E. Fishbaugh, K. E. Herkenhoff, and B. C. Murray (2010). Crater population and resurfacing of the Martian north polar layered deposits. *Journal of Geophysical Research E : Planets* 115(8), 1–11.
- Bass, D. S., K. E. Herkenhoff, and D. A. Paige (2000). Variability of Mars' north polar water ice Cap I. Analysis of Mariner 9 and Viking Orbiter Imaging Data. *Icarus* 144(2), 382–396.
- Benito, G., F. Mediavilla, M. Fernandez, A. Marquez, J. Martinez, and F. Anguita (1997). Chasma Boreale, Mars : A sapping and outflow channel with a tectono-thermal origin. *Icarus* 129(2), 528–538.
- Benn, Douglas, I. and J. A. Evans, David (2010). *Glaciers and Glaciation* (2 ed.). Hodder Arnold Publication.
- Bergman, T. L., A. S. Lavine, F. P. Incropera, and D. P. Dewitt (2011). *Fundamentals of Heat and Mass Transfer* (7 ed.). John Wiley & Sons, Inc.
- Betterton, M. D. (2001). Theory of structure formation in snowfields motivated by penitentes, suncups, and dirt cones. *Physical Review E* 63(5), 056129.
- Bianchi, A.-M., Y. Fautrelle, and J. Etay (2004). *Transferts Thermiques* (1 ed.). Presses Polytechniques et Universitaires Romandes.
- Bibring, J.-P. and A. Soufflot (2004). OMEGA : Observatoire pour la Minéralogie, l'Eau, les Glaces et l'Activité. *Mars Express : The scientific payload*, 37–49.
- Bintanja, R. (1999). On the glaciological, meteorological, and climatological significance of Antarctic blue ice areas. *Reviews of Geophysics* 37(3), 337.

- 
- Bintanja, R. (2001). Snowdrift sublimation in a katabatic wind region of the Antarctic ice sheet. *Journal of Applied Meteorology* 40(11), 1952–1966.
- Bintanja, R. and C. H. Reijmer (2001). Meteorological conditions over Antarctic blue-ice areas and their influence on the local surface mass balance. *Journal of Glaciology* 47(156), 37–50.
- Bintanja, R., C. H. Reijmer, and S. J. Hulscher (2001). Detailed observations of the rippled surface of Antarctic blue-ice areas. *Journal of Glaciology* 47(158), 387–396.
- Bintanja, R. and M. R. van den Broeke (1995). Momentum and scalar transfer coefficients over aerodynamically smooth antarctic surfaces. *Boundary-Layer Meteorology* 74(1-2), 89–111.
- Biswas, G., M. Breuer, and F. Durst (2004). Backward-facing step flows for various expansion ratios at low and moderate Reynolds numbers. *Journal of Fluids Engineering* 126(May), 362.
- Black, H. and W. Budd (1964). Accumulation in the region of Wilkes, Wilkes land, Antarctica. *Journal of Glaciology* 37(5), 3–15.
- Blackburn, D. G., K. L. Bryson, V. F. Chevrier, L. A. Roe, and K. F. White (2010). Sublimation kinetics of CO<sub>2</sub> ice on Mars. *Planetary and Space Science* 58(5), 780–791.
- Blasius, K. R., J. A. Cutts, and A. D. Howard (1982). Topography and stratigraphy of Martian polar layered deposits. *Icarus* 50(2-3), 140–160.
- Bliss, A. K., K. M. Cuffey, and J. L. Kavanaugh (2011). Sublimation and surface energy budget of Taylor Glacier, Antarctica. *Journal of Glaciology* 57(204), 684–696.
- Bourke, M. C., K. S. Edgett, and B. A. Cantor (2008). Recent aeolian dune change on Mars. *Geomorphology* 94(1-2), 247–255.
- Bourke, M. C., N. Lancaster, L. K. Fenton, E. J. Parteli, J. R. Zimbelman, and J. Radebaugh (2010). Extraterrestrial dunes : An introduction to the special issue on planetary dune systems. *Geomorphology* 121(1-2), 1–14.
- Boynton, W. V., W. C. Feldman, S. W. Squyres, T. H. Prettyman, J. Brückner, L. G. Evans, R. C. Reedy, R. Starr, J. R. Arnold, D. M. Drake, P. A. J. Englert, A. E. Metzger, I. Mitrofanov, J. I. Trombka, C. d’Uston, H. Wänke, O. Gasnault, D. K. Hamara, D. M. Janes, R. L. Marcialis, S. Maurice, I. Mikheeva, G. J. Taylor, R. Tokar, and C. Shinohara (2002). Distribution of hydrogen in the near surface of mars : Evidence for subsurface ice deposits. *Science* 297(5578), 81–85.
- Bromwich, D. H., Y. Du, and K. M. Hines (1996). Wintertime surface winds over the Greenland ice sheet. *Monthly Weather Review* 124(9), 1941–1947.
- Bromwich, D. H., T. R. Parish, and C. A. Zorman (1990). The confluence zone of the intense katabatic winds at Terra Nova Bay, Antarctica, as derived from airborne sastrugi surveys and mesoscale numerical modeling. *Journal of Geophysical Research* 95(89), 5495–5509.
- Brown, A. J. and W. M. Calvin (2012). Water ice grain size evolution of Martian north polar residual layered deposits for late summer MY28 and 30 from CRISM/MARCI observations. In *43rd Lunar and Planetary Science Conference*, Volume 115, Houston, pp. 1742.
- Buckles, J., J. Hanratty, T. and J. Adrian, R (1984). Turbulent-flow over large-amplitude wavy surfaces. *Journal of Fluid Dynamics* 140, 75–112.

- 
- Budd, W., D. Jenssen, J. Leach, I. Smith, and U. Radok (1986). The north polar ice cap of Mars as a steady-state system. *Polarforschung* 56(1-2), 43–63.
- Byrne, S. (2009). The polar deposits of Mars. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* 37(1), 535–560.
- Byrne, S., M. T. Zuber, and G. A. Neumann (2008). Interannual and seasonal behavior of Martian residual ice-cap albedo. *Planetary and Space Science* 56(2), 194–211.
- Calvin, W. M., P. James, B. Cantor, and E. Dixon (2014). Interannual and seasonal changes in the north polar ice deposits of Mars : Observations from MY 29–31 using MARCI. *Icarus* 251, 181–190.
- Calvin, W. M. and T. N. Titus (2008). Summer season variability of the north residual cap of Mars as observed by the Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer (MGS-TES). *Planetary and Space Science* 56(2), 212–226.
- Cantor, B. A., P. B. James, and W. M. Calvin (2010). MARCI and MOC observations of the atmosphere and surface cap in the north polar region of Mars. *Icarus* 208(1), 61–81.
- Cartigny, M. J., G. Postma, J. H. van den Berg, and D. R. Mastbergen (2011). A comparative study of sediment waves and cyclic steps based on geometries, internal structures and numerical modeling. *Marine Geology* 280(1-4), 40–56.
- Cartigny, M. J., D. Ventra, G. Postma, and J. H. van Den Berg (2014). Morphodynamics and sedimentary structures of bedforms under supercritical-flow conditions : New insights from flume experiments. *Sedimentology* 61(3), 712–748.
- Cassidy, W. A., E. Olsen, and K. Yanai (1977). Antarctica : A deep-freeze storehouse for meteorites. *Science* 198(4318), 727–731.
- Cengel, Y. A. (2002). *Heat Transfer : A Practical Approach* (2 ed.). McGraw-Hill.
- Charru, F., B. Andreotti, and P. Claudin (2013). Sand ripples and dunes. *Annual Review of Fluid Mechanics* 45(1), 469–493.
- Chassaing, P. (2000a). *Mécanique des fluides - Elément d'un premier parcours* (2 ed.). Cépaduès Edition.
- Chassaing, P. (2000b). *Turbulence en mécanique des fluides : analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur* (1 ed.). Toulouse : Cépaduès Edition.
- Chateauneuf, A. (2005). *Structures : comprendre les éléments finis : principes, formulations et exercices corrigés* (1 ed.). Ellipses Marketing.
- Cheng, C.-H. and C.-C. Shiu (2002). Frost formation and frost crystal growth on a cold plate in atmospheric air flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45(21), 4289–4303.
- Cheng, C.-H. and K.-H. Wu (2003). Observations of early-stage frost formation on a cold plate in atmospheric air flow. *Journal of Heat Transfer* 125(1), 95.
- Chittenden, J. D., V. F. Chevrier, L. A. Roe, K. Bryson, R. Pilgrim, and D. W. G. Sears (2008). Experimental study of the effect of wind on the stability of water ice on Mars. *Icarus* 196(2), 477–487.

- 
- Christian, S., J. W. Holt, S. Byrne, and K. E. Fishbaugh (2013). Integrating radar stratigraphy with high resolution visible stratigraphy of the north polar layered deposits, Mars. *Icarus* 226(2), 1241–1251.
- Clark, R. N. (1981). Water frost and ice : The near-infrared spectral reflectance 0.65-2.5  $\mu\text{m}$ . *Journal of Geophysical Research* 86(B4), 3087–3096.
- Clark, R. N. and M. Kea (1981). The spectral reflectance of water-mineral mixtures at low temperatures. *Journal of Geophysical Research* 86(B4), 3074–3086.
- Clark, R. N. and P. G. Lucey (1984). Spectral properties of ice-particulate mixtures and implications for remote sensing. *Journal of Geophysical Research* 89(NB7), 6341–6348.
- Clark, R. N. and T. B. Mccord (1982). Mars residual north polar cap : Earth-based spectroscopic confirmation of water ice as a major constituent and evidence for hydrated minerals. *Journal of Geophysical Research* 87(NB1), 367–370.
- Claudin, P. and B. Andreotti (2006). A scaling law for aeolian dunes on Mars, Venus, Earth, and for subaqueous ripples. *Earth and Planetary Science Letters* 252(1-2), 30–44.
- Claudin, P., G. F. S. Wiggs, and B. Andreotti (2013). Field evidence for the upwind velocity shift at the crest of low dunes. *Boundary-Layer Meteorology* 148(1), 195–206.
- Clifford, S. M. (1987). Polar basal melting on Mars. *Journal of Geophysical Research* 92(B9), 9135–9152.
- Clifford, S. M. (2000). The state and future of Mars polar science and exploration. *Icarus* 144(2), 210–242.
- Clifton, A., J. D. Rüedi, and M. Lehning (2006). Snow saltation threshold measurements in a drifting-snow wind tunnel. *Journal of Glaciology* 52(179), 585–596.
- Colbeck, S. C. (1983). Theory of metamorphism of dry snow. *Journal of Geophysical Research* 88(C9), 5475–5482.
- Courville, Z. R., M. R. Albert, M. A. Fahnestock, L. M. Cathles, and C. A. Shuman (2007). Impacts of an accumulation hiatus on the physical properties of firn at a low-accumulation polar site. *Journal of Geophysical Research* 112(F2), F02030.
- Crane (1988). Flow of fluids through valves, fittings, and pipe.
- Cullen, N. J., T. Mölg, G. Kaser, K. Steffen, and D. R. Hardy (2007). Energy-balance model validation on the top of Kilimanjaro, Tanzania, using eddy covariance data. *Annals of Glaciology* 46, 227–233.
- Cutts, J. A. (1973). Nature and origin of layered deposits of the Martian polar regions. *Journal of Geophysical Research* 78(20), 4231–4249.
- Cutts, J. A., K. R. Blasius, and W. J. Roberts (1979). Evolution of Martian polar landscapes : Interplay of long-term variations in perennial ice cover and dust storm intensity. *Journal of Geophysical Research* 84(B6), 2975.



- 
- Dadic, R., R. Mott, H. J. Horgan, and M. Lehning (2013). Observations, theory, and modeling of the differential accumulation of Antarctic megadunes. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface* 118(4), 2343–2353.
- Dadic, R., R. Mott, M. Lehning, M. Carenzo, B. Anderson, and A. Mackintosh (2013). Sensitivity of turbulent fluxes to wind speed over snow surfaces in different climatic settings. *Advances in Water Resources* 55, 178–189.
- Das, I., R. E. Bell, T. A. Scambos, M. Wolovick, T. T. Creyts, M. Studinger, N. Frearson, J. P. Nicolas, J. T. M. Lenaerts, and M. R. van den Broeke (2013). Influence of persistent wind scour on the surface mass balance of Antarctica. *Nature Geoscience* 6(5), 367–371.
- Davis, R., A. W. Nolin, R. Jordan, and J. Dozier (1993). Towards predicting temporal changes of the spectral signature of snow in visible and near-infrared wavelengths. *Journal of Glaciology* 17, 143–148.
- Delmas, N. (2009). Cahier de Validation Thétis. Technical report.
- Déry, S. J. and M. K. Yau (2002). Large-scale mass balance effects of blowing snow and surface sublimation. *Journal of Geophysical Research* 107(D23), 4679.
- Dominé, F., R. Salvatori, L. Legagneux, R. Salzano, M. Fily, and R. Casacchia (2006). Correlation between the specific surface area and the short wave infrared (SWIR) reflectance of snow. *Cold Regions Science and Technology* 46(1), 60–68.
- Douté, S. and B. Schmitt (1998). A multilayer bidirectional reflectance model for the analysis of planetary surface hyperspectral images at visible and near-infrared wavelengths. *Journal of Geophysical Research* 103(98), 367–389.
- Dozier, J., R. O. Green, A. W. Nolin, and T. H. Painter (2009). Interpretation of snow properties from imaging spectrometry. *Remote Sensing of Environment* 113, S25–S37.
- Dumont, M., O. Brissaud, G. Picard, B. Schmitt, J.-C. Gallet, and Y. Arnaud (2010). High-accuracy measurements of snow Bidirectional Reflectance Distribution Function at visible and NIR wavelengths – comparison with modelling results. *Atmospheric Chemistry and Physics* 10(5), 2507–2520.
- Dundas, C. M. and S. Byrne (2010). Modeling sublimation of ice exposed by new impacts in the Martian mid-latitudes. *Icarus* 206(2), 716–728.
- Durran, D. R. (1990). Mountain waves and downslope winds. *Meteorological Monographs* 23(45), 59–83.
- Edgett, K. S., R. M. E. Williams, M. C. Malin, B. A. Cantor, and P. C. Thomas (2003). Mars landscape evolution : Influence of stratigraphy on geomorphology in the north polar region. *Geomorphology* 52(3-4), 289–297.
- Fahnestock, M. A., T. A. Scambos, C. A. Shuman, R. J. Arthern, D. P. Winebrenner, and R. Kwok (2000). Snow megadune fields on the East Antarctic plateau : Extreme atmosphere-ice interaction. *Geophysical Research Letters* 27(22), 3719–3722.
- Farahani, A. (2008). *The Effects of Natural Convection and Wind on Water Vapour Transport from a Porous Medium : Application to Water Transport on Mars*. Ph. D. thesis, University of Alberta.

- 
- Farahani, R. and C. Lange (2012). Method for calculating near surface water vapor flux under local winds on Mars. *Planetary and Space Science* 73(1), 271–282.
- Fedorova, A. A., S. Trokhimovsky, O. Korablev, and F. Montmessin (2010). Viking observation of water vapor on Mars : Revision from up-to-date spectroscopy and atmospheric models. *Icarus* 208(1), 156–164.
- Feldman, W., T. H. Prettyman, S. Maurice, J. Plaut, D. Bish, D. Vaniman, M. Mellon, A. Metzger, S. Squyres, S. Karunatillake, W. Boynton, R. Elphic, H. Funsten, D. J. Lawrence, and R. To-  
kar (2004). Global distribution of near-surface hydrogen on Mars. *Journal of Geophysical Research* 109(E9), 1–13.
- Fishbaugh, K. E. (2002). Chasma Boreale, Mars : Topographic characterization from Mars Orbiter Laser Altimeter data and implications for mechanisms of formation. *Journal of Geophysical Research* 107(E3), 5013.
- Fishbaugh, K. E. and J. W. Head (2005). Origin and characteristics of the Mars north polar basal unit and implications for polar geologic history. *Icarus* 174(2), 444–474.
- Fishbaugh, K. E. and C. S. Hvidberg (2006). Martian north polar layered deposits stratigraphy : Implications for accumulation rates and flow. *Journal of Geophysical Research* 111(E6), 1–21.
- Fishbaugh, K. E., C. S. Hvidberg, D. Beaty, S. Clifford, D. Fisher, A. Haldemann, J. W. Head, M. Hecht, M. Koutnik, K. Tanaka, and W. J. Ammann (2008). Introduction to the 4th Mars Polar Science and Exploration Conference special issue : Five top questions in Mars polar science. *Icarus* 196(2), 305–317.
- Fishbaugh, K. E., C. S. Hvidberg, S. Byrne, P. S. Russell, K. E. Herkenhoff, M. Winstrup, and R. Kirk (2010). First high-resolution stratigraphic column of the Martian north polar layered deposits. *Geophysical Research Letters* 37(7), 269–282.
- Fisher, D. A. (1993). If Martian ice caps flow : Ablation mechanisms and appearance. *Icarus* 105(2), 501–511.
- Fisher, D. A. (2000). Internal layers in an “accublation” ice cap : A test for flow. *Icarus* 144(2), 289–294.
- Flood, R. D. (1988). A lee wave model for deep-sea mudwave activity. *Deep-Sea Research* 35(6), 973–983.
- Forget, F., R. M. Haberle, F. Montmessin, B. Levrard, and J. W. Head (2006). Formation of glaciers on Mars by atmospheric precipitation at high obliquity. *Science* 311(5759), 368–371.
- Forget, F., G. B. Hansen, and J. B. Pollack (1995). Low brightness temperatures of Mar-  
tian polar caps : CO<sub>2</sub> clouds or low surface emissivity. *Journal of Geophysical Research-Planets* 100(E10), 21219–21234.
- Forget, F., F. Hourdin, and O. Talagrand (1998). CO<sub>2</sub> snow fall on Mars : Simulation with a general circulation model. *Icarus*, 2–30.
- Forget, F. and J. B. Pollack (1996). Thermal infrared observations of the condensing Martian polar caps : CO<sub>2</sub> ice temperatures and radiative budget. *Journal of Geophysical Research* 101, 16865–16880.

- 
- Fouchet, T., E. Lellouch, N. I. Ignatiev, F. Forget, D. V. Titov, M. Tschimmel, F. Montmessin, V. Formisano, M. Giuranna, A. Maturilli, and T. Encrenaz (2007). Martian water vapor : Mars Express PFS/LW observations. *Icarus* 190(1), 32–49.
- Fretwell, P., H. D. Pritchard, D. G. Vaughan, J. L. Bamber, N. E. Barrand, R. E. Bell, C. Bianchi, R. G. Bingham, D. D. Blankenship, G. Casassa, G. Catania, D. Callens, H. Conway, A. J. Cook, H. F. J. Corr, D. Damaske, V. Damm, F. Ferraccioli, R. Forsberg, S. Fujita, Y. Gim, P. Gogineni, J. a. Griggs, R. C. A. Hindmarsh, P. Holmlund, J. W. Holt, R. W. Jacobel, A. Jenkins, W. Jokar, T. Jordan, E. C. King, J. Kohler, W. Krabill, M. Riger-Kusk, K. a. Langley, G. Leitchenkov, C. Leuschen, B. P. Luyendyk, K. Matsuoka, J. Mouginot, F. O. Nitsche, Y. Nogi, O. a. Nost, S. V. Popov, E. Rignot, D. M. Rippin, A. Rivera, J. Roberts, N. Ross, M. J. Siegert, A. Smith, D. Steinhage, M. Studinger, B. Sun, B. K. Tinto, B. C. Welch, D. Wilson, D. a. Young, C. Xiangbin, and A. Zirizzotti (2013). Bedmap2 : Improved ice bed, surface and thickness datasets for Antarctica. *The Cryosphere* 7(1), 375–393.
- Frezzotti, M. and S. Gandolfi (2002). Snow dunes and glazed surfaces in Antarctica : New field and remote-sensing data. *Annals of Glaciology* 34(1), 81–88.
- Frezzotti, M., S. Gandolfi, and S. Urbini (2002). Snow megadunes in Antarctica : Sedimentary structure and genesis. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 107(D18), 1–12.
- Frezzotti, M., M. Pourchet, O. Flora, S. Gandolfi, M. Gay, S. Urbini, C. Vincent, S. Becagli, R. Gagnani, M. Proposito, M. Severi, R. Traversi, R. Udisti, and M. Fily (2004). New estimations of precipitation and surface sublimation in East Antarctica from snow accumulation measurements. *Climate Dynamics* 23(7-8), 803–813.
- Fu, L.-T., T.-L. Bo, and X.-J. Zheng (2014). Lift-off parameters of saltating particles on Mars. *Icarus* 234, 91–98.
- Fujii, Y. and K. Kusunoki (1982). The role of sublimation and condensation in the formation of ice sheet surface at Mizuho Station, Antarctica. *Journal of Geophysical Research* 87(C6), 4293.
- Gallée, H. and P. Pettré (1998). Dynamical constraints on katabatic wind cessation in Adélie Land, Antarctica. *Journal of the Atmospheric Sciences* 55(10), 1755–1770.
- Gallet, J.-C. (2010). *La neige du plateau antarctique : surface spécifique et applications*. Ph. D. thesis, Université de Joseph Fourier.
- Gallet, J.-C., F. Domine, L. Arnaud, G. Picard, and J. Savarino (2011). Vertical profile of the specific surface area and density of the snow at Dome C and on a transect to Dumont d’Urville, Antarctica – albedo calculations and comparison to remote sensing products. *The Cryosphere* 5(3), 631–649.
- Gallet, J. C., F. Domine, J. Savarino, M. Dumont, and E. Brun (2014). The growth of sublimation crystals and surface hoar on the Antarctic plateau. *Cryosphere* 8(4), 1205–1215.
- Gallet, J.-C., F. Domine, C. Zender, and G. Picard (2009). The cryosphere measurement of the specific surface area of snow using infrared reflectance in an integrating sphere at 1310 and 1550 nm. *The Cryosphere* 3(2), 167–182.
- Gay, M., M. Fily, C. Genthon, M. Frezzotti, H. Oerter, and J.-G. Winther (2002). Snow grain-size measurements in Antarctica. *Journal of Glaciology* 48(163), 527–535.

- 
- Genthon, C. and G. Krinner (2001). Antarctic surface mass balance and systematic biases in general circulation models. *Journal of Geophysical Research* 106(D18), 20653.
- George, P.-L. and H. Borouchaki (1997). *Triangulation de Delaunay et maillage* (1 ed.). Hermes.
- Gilpin, R. R., T. Hirata, and K. C. Cheng (1980). Wave formation and heat transfer at an ice-water interface in the presence of a turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics* 99(03), 619.
- Goodwin, I. D. (1990). Snow accumulation and surface topography in the katabatic zone of Eastern Wilkes Land, Antarctica. *Antarctic Science* 2(3), 235–242.
- Gounand, S. (2012). *Introduction à la méthode des éléments finis en mécanique des fluides incompressibles*. Paris : Cours ENSTA.
- Gouri, D., G. Touzot, and E. Lefrançois (2005). *Méthode des éléments finis* (1 ed.). Lavoisier.
- Gow, A. J. (1963). On the accumulation and seasonal stratification of snow at the South Pole. *Journal of Glaciology* 5(40), 467–477.
- Greeley, R. and J. D. Iversen (1985). *Wind as a Geological Process : On Earth, Mars, Venus and Titan* (1 ed.). Cambridge University Press.
- Greeley, R., B. White, R. Leach, J. Iversen, and J. Pollack (1976). Mars : Wind friction speeds for particle movement. *Geophysical Research Letters* 3(8), 417–420.
- Grenfell, T. C. and S. G. Warren (1999). Representation of a nonspherical ice particle by a collection of independent spheres for scattering and absorption of radiation. *Journal of Geophysical Research* 104(D24), 31697.
- Greve, R., V. Klemann, and D. Wolf (2003). Ice flow and isostasy of the north polar cap of Mars. *Planetary and Space Science* 51(3), 193–204.
- Greve, R. and R. A. Mahajan (2005). Influence of ice rheology and dust content on the dynamics of the north polar cap of Mars. *Icarus* 174(2), 475–485.
- Greve, R., R. A. Mahajan, J. Segschneider, and B. Grieger (2004). Evolution of the north-polar cap of Mars : A modelling study. *Planetary and Space Science* 52(9), 775–787.
- Grima, C. (2011). *Étude de la surface et de la subsurface de Mars par sondage radar : analyse des données Sharad/MRO*. Ph. D. thesis, Université Joseph Fourier.
- Grima, C., F. Costard, W. Kofman, B. Saint-Bézar, A. Servain, F. Rémy, J. Mouginot, A. Herique, and R. Seu (2011). Large asymmetric polar scarps on Planum Australe, Mars : Characterization and evolution. *Icarus* 212(1), 96–109.
- Grima, C., W. Kofman, J. Mouginot, R. J. Phillips, A. Hérique, D. Biccari, R. Seu, and M. Cutigni (2009). North polar deposits of Mars : Extreme purity of the water ice. *Geophysical Research Letters* 36(3), 2–5.
- Guyon, E., H. Jean-Pierre, and P. Luc (2004). *Hydrodynamique physique* (2 ed.). CNRS Edition.
- Haberle, R. M. and B. M. Jakosky (1990). Sublimation and transport of water from the north residual polar cap on Mars. *Journal of Geophysical Research* 95(B2), 1423–1437.

- 
- Hale, A. S., D. S. Bass, and L. K. Tamppari (2005). Monitoring the perennial Martian northern polar cap with MGS MOC. *Icarus* 174(2 SPEC. ISS.), 502–512.
- Hapke, B. (2012). *Theory of Reflectance and Emittance Spectroscopy* (2 ed.). Cambridge University Press.
- Harvey, R. P., W. Dunbar, N. C. McIntosh, W. P. Esser, R. K. Nishiizumi, S. Taylor, and W. Caffee, M (1998). Meteoritic event recorded in Antarctic ice. *Geology* 26(7), 607–610.
- Head, J. W., J. F. Mustard, M. A. Kreslavsky, R. E. Milliken, and D. R. Marchant (2003). Recent ice ages on Mars. *Nature* 426(6968), 797–802.
- Hecht, F. (1998). Bamg : bidimensional anisotropic mesh generator. *INRIA report*.
- Hecht, F. (2012). New development in freefem++. *J. Numer. Math.* 20(3-4), 251–265.
- Hecht, F. (2015). Freefem++. *Manuel d'explication*.
- Hecht, F., O. Pironneau, and A. Le Hyaric (2015). *Freefem++* (3 ed.). Paris.
- Henn, D, S. and I. Sykes, R (1999). Large-eddy simulation of flow over wavy surfaces. *Journal of Fluid Dynamics* 383, 75–112.
- Herkenhoff, K. E., S. Byrne, P. S. Russell, K. E. Fishbaugh, and A. S. McEwen (2007). Meter-scale morphology of the north polar region of Mars. *Science* 317(5845), 1711–5.
- Herkenhoff, K. E. and J. J. Plaut (2000). Surface ages and resurfacing rates of the polar layered deposits on Mars. *Icarus* 144(2), 243–253.
- Herny, C., M. Massé, O. Bourgeois, S. Carpy, S. Le Mouélic, T. Appéré, I. B. Smith, A. Spiga, and S. Rodriguez (2014). Sedimentation waves on the Martian north polar cap : Analogy with megadunes in Antarctica. *Earth and Planetary Science Letters* 403, 56–66.
- Houben, H., R. M. Haberle, R. E. Young, and A. P. Zent (1997). Modeling the Martian seasonal water cycle. *Journal of Geophysical Research* 102(E4), 9069.
- Howard, A. D. (1978). Origin of stepped topography of the Martian poles. *Icarus* 34, 581 – 599.
- Howard, A. D. (2000). The role of eolian processes in forming surface features of the Martian polar layered deposits. *Icarus* 144(2), 267–288.
- Howard, A. D., K. R. Blasius, and J. A. Cutts (1982). Photoclinometric determination of the topography of the Martian north polar cap. *Icarus* 50(2-3), 245–258.
- Howard, A. D., J. A. Cutts, and K. R. Blasius (1982). Stratigraphic relationships within Martian polar cap deposits. *Icarus* 50(2-3), 161–215.
- Huang, L., Z. Liu, Y. Liu, and Y. Gou (2010). Experimental study of frost growth on a horizontal cold surface under forced convection. *Journal of Mechanical Science and Technology* 24(7), 1523–1529.
- Hui, F., T. Ci, X. Cheng, T. A. Scambos, Y. Liu, Y. Zhang, Z. Chi, H. Huang, X. Wang, F. Wang, C. Zhao, Z. Jin, and K. Wang (2014). Mapping blue-ice areas in Antarctica using ETM+ and MODIS data. *Annals of Glaciology* 55(66), 129–137.



- 
- Hunt, G. and J. Salisbury (1971). Visible and near infrared spectra of minerals and rocks. II. Carbonates. *Modern Geology* 2, 23–30.
- Hunt, G. E., E. A. Mitchell, H. H. Kieffer, and R. Dittéon (1980). Scattering and absorption properties of CO<sub>2</sub> ice spheres in the region 360–4000 cm<sup>−1</sup>. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 24(2), 141–146.
- Hunter, R. E., B. M. Richmond, and T. R. Alpha (1983). Storm-controlled oblique dunes of the Oregon coast. *Geological Society of America Bulletin* 94(12), 1450–1465.
- Hvidberg, C. S. (2003). Relationship between topography and flow in the north polar cap on Mars. *Annals of Glaciology* 37(1), 363–369.
- Hvidberg, C. S., K. E. Fishbaugh, M. Winstrop, A. Svensson, S. Byrne, and K. E. Herkenhoff (2012). Reading the climate record of the martian polar layered deposits. *Icarus* 221(1), 405–419.
- Ingersoll, A. P. (1970). Mars : Occurrence of liquid water. *Science* 168(3934), 972–973.
- Ivanov, A. B. and D. O. Muhleman (2000). The role of sublimation for the formation of the northern ice cap : Results from the Mars Orbiter Laser Altimeter. *Icarus* 144(2), 436–448.
- Jackson, B. and J. Carroll (1978a). Aerodynamic roughness as a function of wind direction over asymmetric surface elements. *Boundary-Layer Meteorology* 14(1969), 323–330.
- Jackson, B. S. and J. J. Carroll (1978b). Aerodynamic roughness as a function of wind direction over asymmetric surface elements. *Boundary-Layer Meteorology* 14(3), 323–330.
- Jakosky, B. M. and C. B. Farmer (1982). The seasonal and global behavior of water vapor in the Mars atmosphere : Complete global results of the Viking atmospheric water detector experiment. *Journal of Geophysical Research* 87(B4), 2999.
- Jakosky, B. M., B. G. Henderson, and M. T. Mellon (1993). The Mars water cycle at other epochs : Recent history of the polar caps and layered terrain. *Icarus* 102, 286–297.
- James, P. (2001). Martian north polar cap recession : 2000 Mars Orbiter Camera observations. *Icarus* 154(1), 131–144.
- Jaumann, R., G. Neukum, T. Behnke, T. C. Duxbury, K. Eichentopf, J. Flohrer, S. V. Gasselt, B. Giese, K. Gwinner, E. Hauber, H. Hoffmann, A. Hoffmeister, U. Köhler, K. D. Matz, T. B. McCord, V. Mertens, J. Oberst, R. Pischel, D. Reiss, E. Ress, T. Roatsch, P. Saiger, F. Scholten, G. Schwarz, K. Stephan, and M. Wählisch (2007). The High-Resolution Stereo Camera (HRSC) experiment on Mars Express : Instrument aspects and experiment conduct from interplanetary cruise through the nominal mission. *Planetary and Space Science* 55(7-8), 928–952.
- Kandula, M. (2011). Frost growth and densification in laminar flow over flat surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 54(15-16), 3719–3731.
- Karlsson, N. B., J. W. Holt, and R. C. A. Hindmarsh (2011). Testing for flow in the north polar layered deposits of Mars using radar stratigraphy and a simple 3D ice-flow model. *Geophysical Research Letters* 38(24), L24204.

- 
- Kaser, G., D. R. Hardy, T. Mölg, R. S. Bradley, and T. M. Hyera (2004). Modern glacier retreat on Kilimanjaro as evidence of climate change : Observations and facts. *International Journal of Climatology* 24(3), 329–339.
- Kennedy, J. F. (1960). *Stationary waves and antidunes in alluvial channels*. Ph. D. thesis, California Institute of Technology of Pasadena.
- Kieffer, H. H. (1979). Mars south polar spring and summer temperatures : A residual CO<sub>2</sub> frost. *Journal of Geophysical Research* 84(B14), 8263–8288.
- Kieffer, H. H. (1990). H<sub>2</sub>O grain size and the amount of dust in Mars' residual north polar cap. *Journal of Geophysical Research* 95(B2), 1481–1493.
- Kieffer, H. H., S. C. Chase, T. Z. Martin, E. D. Miner, and F. D. Palluconi (1976). Martian North pole summer temperatures : Dirty water ice. *Science* 194, 1341–1344.
- Kieffer, H. H., T. Z. Martin, A. R. Peterfreund, B. M. Jakosky, E. D. Miner, and F. D. Palluconi (1977). Thermal and albedo mapping of Mars during the Viking primary mission. *Journal of Geophysical Research* 82(28).
- Kieffer, H. H. and T. N. Titus (2001). TES Mapping of Mars' north seasonal cap. *Icarus* 154(1), 162–180.
- Kim, J., P. Moin, and M. R. (1987). Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics* 177, 133–166.
- Kobayashi, S. and T. Ishida (1979). Interaction between wind and snow surface. *Boundary-Layer Meteorology* 16(3), 35–47.
- Kohler, J., J. Moore, M. Kennett, R. Engeset, and H. Elvehoy (1997). Using ground-penetrating radar to image previous years' summer surfaces for mass balance measurements. *Annals of Glaciology* 24(m), 355–360.
- Kok, J. F., E. J. Parteli, T. I. Michaels, and D. B. Karam (2012). The physics of wind-blown sand and dust. *Reports on progress in physics. Physical Society (Great Britain)* 75(10), 106901.
- Kolb, E. J. and K. L. Tanaka (2001). Geologic history of the polar regions of Mars based on Mars Global Surveyor Data II. Amazonian period. *Icarus* 154(1), 22–39.
- Kondoh, T., Y. Nagano, and T. Tsuji (1993). Computational study of laminar heat transfer behind backward-facing steps. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 36(3), 577–591.
- Kossacki, K. J. and W. Markiewicz (2009). Small-scale trench in the north polar region of Mars : Evolution of surface frost and ground ice concentration. *Icarus* 199(1), 75–85.
- Kostic, S., O. Sequeiros, B. Spinewine, and G. Parker (2010). Cyclic steps : A phenomenon of supercritical shallow flow from the high mountains to the bottom of the ocean. *Journal of Hydro-environment Research* 3(4), 167–172.
- Kuzmin, D., O. Mierka, and S. Turek (2007). On the implementation of the  $\kappa$ - $\epsilon$  turbulence model in incompressible flow solvers based on a finite element discretisation. *International Journal of Computing Science and Mathematics* 1(2/3/4), 193.
- Lancaster, N. (1995). *Geomorphology of Desert Dunes*. Routledge.

- 
- Langevin, Y., F. Poulet, J.-P. Bibring, and B. Gondet (2005). Sulfates in the north polar region of Mars detected by OMEGA/Mars Express. *Science* 307(5715), 1584–6.
- Langevin, Y., F. Poulet, J.-P. Bibring, B. Schmitt, S. Douté, and B. Gondet (2005). Summer evolution of the north polar cap of Mars as observed by OMEGA/Mars Express. *Science* 307(5715), 1581–4.
- Larsen, J. and D. Dahl-Jensen (2000). Interior temperatures of the northern polar cap on Mars. *Icarus* 144(2), 456–462.
- Laskar, J., B. Levrard, and J. F. Mustard (2002). Orbital forcing of the Martian polar layered deposits. *Nature* 419(6905), 375–7.
- Laskar, J., P. Robutel, F. Joutel, M. Gastineau, a. C. M. Correia, and B. Levrard (2004). A long-term numerical solution for the insolation quantities of the Earth. *Astronomy and Astrophysics* 428(1), 261–285.
- Lee, H., J. Syvitski, G. Parker, and D. Orange (2002). Distinguishing sediment waves from slope failure deposits : Field examples, including the "Humboldt slide", and modelling results. *Marine Geology* 192(1-3), 79–104.
- Lee, T. and D. Mateescu (1998). Experimental and numerical investigation of 2-D backward-facing step flow. *Journal of Fluids and Structures* 12, 703–716.
- Legagneux, L., A. Cabanes, and F. Dominé (2002). Measurement of the specific surface area of 176 snow samples using methane adsorption at 77 K. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 107(17).
- Legrésy, B. (1998). *Téledétection des calottes polaires par altimétrie satellitaire : application a la climatologie et au bilan de masse de l'Antarctique*. Ph. D. thesis, Université Paul Sabatier.
- Leighton, R. B. and B. C. Murray (1966). Behavior of carbon dioxide and other volatiles on Mars. *Science* 153(3732), 136–144.
- Lenaerts, J. T. M., M. R. van den Broeke, W. J. Van de Berg, E. Van Meijgaard, and P. Kuipers Munneke (2012). A new high-resolution surface mass balance map of Antarctica (1979–2010) based on regional atmospheric climate modeling. *Geophysical Research Letters* 39(4), 1–5.
- Leroux, C. and M. Fily (1998). Modeling the effect of sastrugi on snow reflectance. *Journal of Geophysical Research* 103(98), 25779–25788.
- Levrard, B., F. Forget, F. Montmessin, and J. Laskar (2007). Recent formation and evolution of northern Martian polar layered deposits as inferred from a Global Climate Model. *Journal of Geophysical Research* 112(E6), E06012.
- Li, L. and J. W. Pomeroy (1997). Estimates of threshold wind speeds for snow transport using meteorological data. *Journal of Applied Meteorology* 36(3), 205–213.
- Libbrecht, K. G. (2005). The physics of snow crystals. *Reports on progress in physics* 68, 855–895.
- Lide, David, R. (2004). *Handbook of Chemistry and Physics* (85 ed.). CRC Press.
- Lied, N. (1964). Stationary hydraulic jumps in a katabatic flow near Davis, Antarctica, 1961. pp. 40–51.

- 
- Liston, G. E., J.-G. Winther, O. Bruland, H. Elvehoy, K. Sand, and L. Karlöf (2000). Snow and blue-ice distribution patterns on the coastal Antarctic ice sheet. *Antarctic Science* 12(01), 69–79.
- Liu, H., K. Jezek, B. Li, and Z. Zhao (2001). Radarsat Antarctic Mapping Project Digital Elevation Model Version 2. *National Snow and Ice Data Center*.
- Lucey, P. G. and R. N. Clark (1985). Spectral properties of water ice and contaminants. *Ices in the Solar System*, 155–168.
- Lucquin, B. and O. Pironneau (1996). *Introduction au calcul scientifique* (1 ed.). Masson.
- Madeleine, J. B., F. Forget, J. W. Head, B. Levrard, F. Montmessin, and E. Millour (2009). Amazonian northern mid-latitude glaciation on Mars : A proposed climate scenario. *Icarus* 203(2), 390–405.
- Magono, C. (1962). Meteorological classification of snow crystals. *Journal of the Japanese Society of Snow and Ice* 24(2), 33–37.
- Malin, M. C., J. F. Bell, B. A. Cantor, M. A. Caplinger, W. M. Calvin, R. T. Clancy, K. S. Edgett, L. Edwards, R. M. Haberle, P. B. James, S. W. Lee, M. A. Ravine, P. C. Thomas, and M. J. Wolff (2007). Context Camera Investigation on board the Mars Reconnaissance Orbiter. *Journal of Geophysical Research* 112(E5), E05S04.
- Malin, M. C., G. E. Danielson, A. P. Ingersoll, H. Masursky, and J. Veverka (1992). Mars Observer Camera. 97, 7699–7718.
- Massé, M. (2010). *Nature et origine des dépôts de sulfates dans les régions équatoriales et polaires de Mars. Comparaison morphologique et minéralogique entre Aram Chaos et la calotte polaire Nord*. Ph. D. thesis, Université de Nantes.
- Massé, M., O. Bourgeois, S. Le Mouélic, C. Verpoorter, L. Le Deit, and J.-P. Bibring (2010). Martian polar and circum-polar sulfate-bearing deposits : Sublimation tills derived from the north polar Cap. *Icarus* 209(2), 434–451.
- Massé, M., O. Bourgeois, S. Le Mouélic, C. Verpoorter, A. Spiga, and L. Le Deit (2012). Wide distribution and glacial origin of polar gypsum on Mars. *Earth and Planetary Science Letters* 317-318(1-2), 44–55.
- Massman, W. J. (1998). A review of the molecular diffusivities of H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, CO, O<sub>3</sub>, SO<sub>2</sub>, NH<sub>3</sub>, N<sub>2</sub>O, NO, and NO<sub>2</sub> in air, O<sub>2</sub> and N<sub>2</sub> near STP. *Atmospheric Environment* 32(6), 1111–1127.
- Melchiorri, R., T. Encrenaz, T. Fouchet, P. Drossart, E. Lellouch, B. Gondet, J.-P. Bibring, Y. Langevin, B. Schmitt, D. Titov, and N. Ignatiev (2007). Water vapor mapping on Mars using OMEGA/Mars Express. *Planetary and Space Science* 55(3), 333–342.
- Migeon, S., B. Savoye, and J. C. Faugeres (2000). Quaternary development of migrating sediment waves in the Var deep-sea fan : Distribution, growth pattern, and implication for levee evolution. *Sedimentary Geology* 133(3-4), 265–293.
- Milkovich, S. M. and J. W. Head (2005). North polar cap of Mars : Polar layered deposit characterization and identification of a fundamental climate signal. *Journal of Geophysical Research* 110(E1005), 1–21.

- 
- Milkovich, S. M., J. W. Head, and G. Neukum (2008). Stratigraphic analysis of the northern polar layered deposits of Mars : Implications for recent climate history. *Planetary and Space Science* 56(2), 266–288.
- Milkovich, S. M. and J. W. Head III (2006). Surface textures of Mars' north polar layered deposits : A framework for interpretation and future exploration. *The Mars Journal*, 21–45.
- Mills, Anthony, F. (2001). *Mass Transfer* (2 ed.). Prentice Hall.
- Mölg, T., N. J. Cullen, D. R. Hardy, G. Kaser, and L. Klok (2008). Mass balance of a slope glacier on Kilimanjaro and its sensitivity to climate. *International Journal of Climatology* 892(August 2007), 881–892.
- Mölg, T., D. R. Hardy, and G. Kaser (2003). Solar-radiation-maintained glacier recession on Kilimanjaro drawn from combined ice-radiation geometry modeling. *Journal of Geophysical Research* 108(D23), 4731.
- Montmessin, F. (2004). Origin and role of water ice clouds in the Martian water cycle as inferred from a general circulation model. *Journal of Geophysical Research* 109(E10), 1–26.
- Morin, S., F. Domine, a. Dufour, Y. Lejeune, B. Lesaffre, J.-M. Willemet, C. Carmagnola, and H.-W. Jacobi (2013). Measurements and modeling of the vertical profile of specific surface area of an alpine snowpack. *Advances in Water Resources* 55, 111–120.
- Murchie, S. L., R. Arvidson, P. Bedini, K. Beisser, J.-P. Bibring, J. L. Bishop, J. Boldt, P. Cawender, T. Choo, R. T. Clancy, E. H. Darlington, D. Des Marais, R. Espiritu, D. Fort, R. Green, E. Guinness, J. Hayes, C. Hash, K. Heffernan, J. Hemmler, G. Heyler, D. Humm, J. Hutcheson, N. Izenberg, R. Lee, J. Lees, D. Lohr, E. Malaret, T. Martin, J. a. McGovern, P. McGuire, R. Morris, J. Mustard, S. M. Pelkey, E. Rhodes, M. Robinson, T. Roush, E. Schaefer, G. Seagrave, F. Seelos, P. Silverglate, S. Slavney, M. D. Smith, W.-J. Shyong, K. Strohbehn, H. Taylor, P. Thompson, B. Tossman, M. Wirzburger, and M. Wolff (2007). Compact Reconnaissance Imaging Spectrometer for Mars (CRISM) on Mars Reconnaissance Orbiter (MRO). *Journal of Geophysical Research* 112(E5), E05S03.
- Murphy, D. M. and T. Koop (2005). Review of the vapour pressures of ice and supercooled water for atmospheric applications. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 131(608), 1539–1565.
- Neukum, G., R. Jaumann, H. C.-I. Team, and Experiment (2004). HRSC : The high resolution stereo camera of Mars express. Technical report.
- Neumann, G. A. (2003). Two Mars years of clouds detected by the Mars Orbiter Laser Altimeter. *Journal of Geophysical Research* 108(E4), 5023.
- Neumann, T. A., M. R. Albert, C. Engel, Z. R. Courville, and F. Perron (2009). Sublimation rate and the mass-transfer coefficient for snow sublimation. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52(1-2), 309–315.
- Ng, F. S. and M. T. Zuber (2006). Patterning instability on the Mars polar ice caps. *Journal of Geophysical Research* 111(E2), 1–14.
- Nolin, A. W. (1998). Mapping the Martian polar ice caps : Applications of terrestrial optical remote sensing methods. *Journal of Geophysical Research* 103(E11), 25851–25864.



- 
- Nolin, A. W. and J. Dozier (1993). Estimating snow grain size using AVIRIS data. *Remote Sensing of Environment* 44(2-3), 231–238.
- Nolin, A. W. and J. Dozier (2000). A hyperspectral method for remotely sensing the grain size of snow. *Remote Sensing of Environment* 74(2), 207–216.
- Normark, W. R., G. R. Hess, D. Stow, and a.J. Bowen (1980). Sediment waves on the monterey fan levee : A preliminary physical interpretation. *Marine Geology* 37(1-2), 1–18.
- Nunes, D. C. and R. J. Phillips (2006). Radar subsurface mapping of the polar layered deposits on Mars. *Journal of Geophysical Research* 111(E6), E06S21.
- Nye, J. F. (2000). A flow model for the polar caps of Mars. *Journal of Glaciology* 46(154), 438–444.
- Orheim, O. and B. Lucchitta (1990). Investigating climate change by digital analysis of blue ice extent on satellite images of Antarctica. *Annals of Glaciology* 14, 211–215.
- Padet, J. (2005). Convection thermique et massique : Principes généraux. 33, 0–23.
- Painter, T. H., N. P. Molotch, M. Cassidy, M. Flanner, and K. Steffen (2007). Instruments and methods contact spectroscopy for determination of stratigraphy of snow optical grain size. *Journal of Glaciology* 53(180), 121–127.
- Pankine, A. a. and L. K. Tamppari (2015). Constraints on water vapor vertical distribution at the Phoenix landing site during summer from MGS TES day and night observations. *Icarus* 252, 107–120.
- Pankine, A. A., L. K. Tamppari, and M. D. Smith (2009). Water vapor variability in the north polar region of Mars from Viking MAWD and MGS TES datasets. *Icarus* 204(1), 87–102.
- Pankine, A. A., L. K. Tamppari, and M. D. Smith (2010). MGS TES observations of the water vapor above the seasonal and perennial ice caps during northern spring and summer. *Icarus* 210(1), 58–71.
- Parish, T. R. and D. H. Bromwich (1991). Continental-scale simulation of the Antarctic katabatic wind regime. *Journal of Climate* 4(2), 135–146.
- Parish, T. R. and D. H. Bromwich (1998). A case study of Antarctic katabatic wind interaction with large-scale forcing. *American Meteorological Society* 126(1), 199–209.
- Parish, T. R. and K. Waight III (1987). The forcing of Antarctic katabatic winds. *Monthly weather review* 115(10), 2214–2226.
- Parteli, E. J. and H. J. Herrmann (2007). Dune formation on the present Mars. *Physical review. E, Statistical, nonlinear, and soft matter physics* 76(4 Pt 1), 041307.
- Paterson, Kurt, M. and S.-B. Cuffey, W (1994). *The Physics of Glaciers* (4 ed.). Academic Press.
- Pathare, A. V. and D. A. Paige (2005). The effects of Martian orbital variations upon the sublimation and relaxation of north polar troughs and scarps. *Icarus* 174(2), 419–443.
- Pearl, J. C., M. D. Smith, B. J. Conrath, J. L. Bandfield, and P. R. Christensen (2001). Observations of Martian ice clouds by the Mars Global Surveyor Thermal Emission Spectrometer : The first Martian year. *Journal of Geophysical Research* 106(E6), 12325.

- 
- Peixoto, J. P. and A. H. Oort (1996). The climatology of relative humidity in the atmosphere. *Journal of Climate* 9(12 III), 3443–3463.
- Perret, L. (2009). PIV investigation of the shear layer vortices in the near wake of circular cylinder. *Exp. Fluids* 47(4-5), 789–800.
- Pettré, P. and J.-C. André (1991). Surface-pressure change through Loewe's phenomena and katabatic flow jumps : Study of two cases in Adélie Land, Antarctica.
- Phillips, R. J., M. T. Zuber, S. E. Smrekar, M. T. Mellon, J. W. Head, K. L. Tanaka, N. E. Putzig, S. M. Milkovich, B. A. Campbell, J. J. Plaut, A. Safaeinili, R. Seu, D. Biccari, L. M. Carter, G. Picardi, R. Orosei, P. S. Mohit, E. Heggy, R. W. Zurek, A. F. Egan, E. Giacomoni, F. Russo, M. Cutigni, E. Pettinelli, J. W. Holt, C. J. Leuschen, and L. Marinangeli (2008). Mars north polar deposits : Stratigraphy, age, and geodynamical response. SOM. *Science* 320(5880), 1182–1185.
- Picard, G., L. Arnaud, F. Domine, and M. Fily (2009). Determining snow specific surface area from near-infrared reflectance measurements : Numerical study of the influence of grain shape. *Cold Regions Science and Technology* 56(1), 10–17.
- Picardi, G., J. J. Plaut, D. Biccari, O. Bombaci, D. Calabrese, M. Cartacci, A. Cicchetti, S. M. Clifford, P. Edenhofer, W. M. Farrell, C. Federico, A. Frigeri, D. A. Gurnett, T. Hagfors, E. Heggy, A. Herique, R. L. Huff, A. B. Ivanov, W. T. K. Johnson, R. L. Jordan, D. L. Kirchner, W. Kofman, C. J. Leuschen, E. Nielsen, R. Orosei, E. Pettinelli, R. J. Phillips, D. Plettemeier, A. Safaeinili, R. Seu, E. R. Stofan, G. Vannaroni, T. R. Watters, and E. Zampolini (2005). Radar soundings of the subsurface of Mars. *Science* 310(5756), 1925–1928.
- Plaut, J. J., G. Picardi, A. Safaeinili, A. B. Ivanov, S. M. Milkovich, A. Cicchetti, W. Kofman, J. Mouginot, W. M. Farrell, R. J. Phillips, S. M. Clifford, A. Frigeri, R. Orosei, C. Federico, I. P. Williams, D. A. Gurnett, E. Nielsen, T. Hagfors, E. Heggy, E. R. Stofan, D. Plettemeier, T. R. Watters, C. J. Leuschen, and P. Edenhofer (2007). Subsurface radar sounding of the south polar layered deposits of Mars. *Science* 316(5821), 92–95.
- Pollack, J. B., R. Haberle, R. Greeley, and J. Iversen (1976). Estimates of the wind speeds required for particle motion on Mars. *Icarus* 29(3), 395–417.
- Pomeroy, J. and D. Gray (1990). Saltation of snow. *Water resources research* 26(7), 1583–1594.
- Putzig, N. E., R. J. Phillips, B. a. Campbell, J. W. Holt, J. J. Plaut, L. M. Carter, A. F. Egan, F. Bernardini, A. Safaeinili, and R. Seu (2009). Subsurface structure of Planum Boreum from Mars Reconnaissance Orbiter Shallow Radar soundings. *Icarus* 204(2), 443–457.
- Rémy, F., C. Brossier, and J. Minster (1990). Intensity of satellite radar-altimeter return power over continental ice : A potential measurement of katabatic wind intensity. *Journal of Glaciology* 36(123).
- Rémy, F. and M. Frezzotti (2006). Antarctica ice sheet mass balance. *Comptes Rendus Geoscience* 338, 1084–1097.
- Rémy, F., M. Ledroit, and J. Minster (1992). Katabatic wind intensity and direction over Antarctica derived from scatterometer data. *Geophysical Research Letters* 19(10), 1021–1024.
- Rémy, F. and S. Parouty (2009). Antarctic ice sheet and radar altimetry : A review. *Remote Sensing* 1(4), 1212–1239.

- 
- Richardson, M. I. (2002). Investigation of the nature and stability of the Martian seasonal water cycle with a general circulation model. *Journal of Geophysical Research* 107(E5).
- Rignot, E. and K. Echelmeyer (2001). Penetration depth of interferometric synthetic aperture radar signals in snow and ice. *Geophysical Research Letters* 28(18), 3501–3504.
- Rignot, E., J. Mouginot, and B. Scheuchl (2011). Ice flow of the Antarctic ice sheet. *Science* 333(6048), 1427–1430.
- Rodriguez, J. A. P., K. L. Tanaka, Y. Langevin, M. C. Bourke, J. Kargel, P. Christensen, and S. Sasaki (2007). Recent aeolian erosion and deposition in the north polar plateau of Mars. *The Mars Journal* 3(I), 29–41.
- Romé, C. (2006). *Une méthode de raccordement de maillages non-conformes pour la résolution des équations de Navier-Stokes*. Ph. D. thesis, Université de Bordeaux.
- Roy, R. (2007). *Influence des altérations de surface naturelle sur la reconnaissance des roches par télédétection V-IR : application à la cartographie de l'ophiolite d'Oman et au programme d'étude des nouvelles AOC des Muscadet de la région nantaise*. Ph. D. thesis, Université de Nantes.
- Scambos, T. A., M. Frezzotti, T. Haran, J. Bohlander, J. T. M. Lenaerts, M. R. van den Broeke, K. Jezek, D. G. Long, S. Urbini, K. Farness, T. A. Neumann, M. R. Albert, and J.-G. Winther (2012). Extent of low-accumulation "wind glaze" areas on the East Antarctic plateau : Implications for continental ice mass balance. *Journal of Glaciology* 58(210), 633–647.
- Scambos, T. A., T. Haran, M. A. Fahnestock, T. H. Painter, and J. Bohlander (2007). MODIS-based Mosaic of Antarctica (MOA) data sets : Continent-wide surface morphology and snow grain size. *Remote Sensing of Environment* 111(2-3), 242–257.
- Schmidt, R. (1980). Threshold wind-speeds and elastic impact in snow transport. *Journal of Glaciology* (94).
- Schorghofer, N. and F. Forget (2012). History and anatomy of subsurface ice on Mars. *Icarus* 220(2), 1112–1120.
- Séjourné, A. (2011). *Formation et évolution des structures périglaciaires en contexte de réchauffement climatique : comparaison Terre-Mars*. Ph. D. thesis, Université Paris-Sud 11.
- Selvans, M. M., J. J. Plaut, O. Aharonson, and A. Safaeinili (2010). Internal structure of Planum Boreum, from Mars advanced radar for subsurface and ionospheric sounding data. *Journal of Geophysical Research E : Planets* 115(9), 1–9.
- Seu, R., R. J. Phillips, D. Biccari, R. Orosei, A. Masdea, G. Picardi, A. Safaeinili, B. A. Campbell, J. J. Plaut, L. Marinangeli, S. E. Smrekar, and D. C. Nunes (2007). SHARAD sounding radar on the Mars Reconnaissance Orbiter. *Journal of Geophysical Research* 112(E5), 1–18.
- Shao, Y. and H. Lu (2000). A simple expression for wind erosion threshold friction velocity. *Journal of Geophysical Research* 105(D17), 437–443.
- Siili, T., R. M. Haberle, J. R. Murphy, and H. Savijarvi (1999). Modelling of the combined late-winter ice cap edge and slope winds in Mars Hellas and Argyre regions. *Planetary and Space Science* 47(8-9), 951–970.

- 
- Sinisalo, A. and J. C. Moore (2010). Antarctic blue ice areas : Towards extracting palaeoclimate information. *Antarctic Science* 22(02), 99.
- Smith, D. E., M. T. Zuber, H. V. Frey, J. B. Garvin, J. W. Head, D. O. Muhleman, G. H. Pettengill, R. J. Phillips, S. C. Solomon, H. J. Zwally, W. B. Banerdt, T. C. Duxbury, M. P. Golombek, F. G. Lemoine, G. A. Neumann, D. D. Rowlands, O. Aharonson, P. G. Ford, A. B. Ivanov, C. L. Johnson, P. J. McGovern, J. B. Abshire, R. S. Afzal, and X. Sun (2001). Mars Orbiter Laser Altimeter : Experiment summary after the first year of global mapping of Mars. *Journal of Geophysical Research* 106(E10), 23689.
- Smith, D. E., M. T. Zuber, and G. A. Neumann (2001). Seasonal variations of snow depth on mars. *Science* 294(5549), 2141–2146.
- Smith, I. B. and J. W. Holt (2010). Onset and migration of spiral troughs on Mars revealed by orbital radar. *Nature* 465(7297), 450–453.
- Smith, I. B. and J. W. Holt (2015). Spiral trough diversity on the North Pole of Mars as seen by Shallow Radar (SHARAD). *Journal of Geophysical Research : Planets* 120(3), 362–387.
- Smith, I. B., J. W. Holt, A. Spiga, A. D. Howard, and G. Parker (2013). The spiral troughs of Mars as cyclic steps. *Journal of Geophysical Research : Planets* 118(August), 1–23.
- Smith, I. B., A. Spiga, and J. W. Holt (2015). Aeolian processes as drivers of landform evolution at the South Pole of Mars. *Geomorphology* 240, 54–69.
- Smith, M. D. (2002). The annual cycle of water vapor on Mars as observed by the Thermal Emission Spectrometer. *Journal of Geophysical Research* 107(E11), 5115.
- Smith, M. D. (2004). Interannual variability in TES atmospheric observations of Mars during 1999–2003. *Icarus* 167(1), 148–165.
- Sori, M. M., J. T. Perron, P. Huybers, and O. Aharonson (2014). A procedure for testing the significance of orbital tuning of the Martian polar layered deposits. *Icarus* 235, 136–146.
- Sotin, C., O. Grasset, and G. Tobie (2009). *Planétologie : Géologie des planètes et des satellites* (1 ed.). Dunod.
- Span, R. and W. Wagner (1996). A new equation of state for carbon dioxide covering the fluid region from the triple-point temperature to 1100 K at pressures up to 800 MPa. *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 25(6), 1509.
- Spiga, A. (2011). Elements of comparison between Martian and terrestrial mesoscale meteorological phenomena : Katabatic winds and boundary layer convection. *Planetary and Space Science* 59(10), 915–922.
- Spiga, A., F. Forget, J.-B. Madeleine, L. Montabone, S. R. Lewis, and E. Millour (2011). The impact of Martian mesoscale winds on surface temperature and on the determination of thermal inertia. *Icarus* 212(2), 504–519.
- Squyres, S. W. (1979). The evolution of dust deposits in the Martian north polar region. *Icarus* 40(2), 244–261.
- Stull, D. R. (1947). Vapor pressure of pure substances : Organic compounds. *Ind. Eng. Chem.* 39(4), 517–540.

- 
- Stull, R. B. (1988). *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Volume 13.
- Sullivan, R., D. Banfield, J. F. Bell, W. M. Calvin, D. Fike, M. Golombek, R. Greeley, J. Grotzinger, K. Herkenhoff, D. Jerolmack, M. Malin, D. Ming, L. a. Soderblom, S. W. Squyres, S. Thompson, W. a. Watters, C. M. Weitz, and A. Yen (2005). Aeolian processes at the Mars Exploration Rover Meridiani Planum landing site. *Nature* 436(7047), 58–61.
- Svitek, T. and B. Murray (1990). Winter frost at Viking Lander 2 site. *Journal of Geophysical Research* 95, 1495–1510.
- Taffin, C., O. Grasset, E. Le Menn, O. Bollengier, M. Giraud, and S. Le Mouélic (2012). Temperature and grain size dependence of near-IR spectral signature of crystalline water ice : From lab experiments to Enceladus' south pole. *Planetary and Space Science* 61(1), 124–134.
- Tamppari, L. K., M. D. Smith, D. Bass, and A. Hale (2008). Water-ice clouds and dust in the north polar region of Mars using MGS TES data. *Planetary and Space Science* 56(2), 227–245.
- Tanaka, K. L., J. A. P. Rodriguez, J. A. Skinner Jr, M. C. Bourke, C. M. Fortezzo, K. E. Herkenhoff, E. J. Kolb, and C. H. Okubo (2008). North polar region of Mars : Advances in stratigraphy, structure, and erosional modification. *Icarus* 196(2), 318–358.
- Thomas, P. C., M. C. Malin, K. S. Edgett, M. H. Carr, W. K. Hartmann, A. P. Ingersoll, P. B. James, L. A. Soderblom, J. Veverka, and R. Sullivan (2000). North-south geological differences between the residual polar caps on Mars. *Nature* 404(6774), 161–164.
- Thomas, R. M. (1979). Size of scallops and ripples formed by flowing water. *Nature* 277(5694), 281–283.
- Thorsness, C. B. and T. J. Hanratty (1979a). Mass transfer between a flowing fluid and a solid wavy surface. *AIChE Journal* 25(4), 686–697.
- Thorsness, C. B. and T. J. Hanratty (1979b). Stability of dissolving or depositing surfaces. *AIChE Journal* 25(4), 697–701.
- Tillman, J. E., N. C. Johnson, P. Guttorp, and D. B. Percival (1993). The Martian annual atmospheric pressure cycle : Years without great dust storms. 98(93), 963–971.
- Tyler, D. J. and J. R. Barnes (2005). A mesoscale model study of summertime atmospheric circulations in the north polar region of Mars. *Journal of Geophysical Research* 110(E6), E06007.
- Ulrich, R. (2009). Modeling diffusion advection in the mass transfer of water vapor through Martian regolith. *Icarus* 201(1), 127–134.
- van den Broeke, M. R. and R. Bintanja (1995). The interaction of katabatic winds and the formation of blue-ice areas in East Antarctica. *Journal of Glaciology* 41(138), 395–407.
- van den Broeke, M. R., G. König-Langlo, G. Picard, P. Kuipers Munneke, and J. T. M. Lenaerts (2009). Surface energy balance, melt and sublimation at Neumayer Station, East Antarctica. *Antarctic Science* 22(01), 87–96.
- van Lipzig, N. P. M., J. Turner, S. R. Colwell, and M. R. van den Broeke (2004). The near-surface wind field over the Antarctic continent. *International Journal of Climatology* 24(15), 1973–1982.



- 
- Van Wessem, J., C. Reijmer, M. Morlighem, J. Mouginot, E. Rignot, B. Medley, I. Joughin, B. Wouters, M. Depoorter, J. Bamber, J. Lenaerts, W. De Van Berg, M. Van Den Broeke, and E. Van Meijgaard (2014). Improved representation of East antarctic surface mass balance in a regional atmospheric climate model. *Journal of Glaciology* 60(222), 761–770.
- Vaughan, D. G., H. F. J. Corr, C. S. M. Doake, and E. D. Waddington (1999). Distortion of isochronous layers in ice revealed by ground-penetrating radar. *Nature* 398(6725), 323–326.
- Verpoorter, C. (2009). *Télédétection hyperspectrale et cartographie des faciès sédimentaires en zone intertidale : application à la Baie de Bourgneuf*. Ph. D. thesis, Université de Nantes.
- Vincendon, M., Y. Langevin, F. Poulet, J.-P. Bibring, and B. Gondet (2007). Recovery of surface reflectance spectra and evaluation of the optical depth of aerosols in the near-IR using a Monte Carlo approach : Application to the OMEGA observations of high-latitude regions of Mars. *Journal of Geophysical Research* 112(E8), E08S13.
- Vionnet, V. (2012). *Études du transport de la neige par le vent en conditions alpines : Observations et simulations à l'aide d'un modèle couplé atmosphère/manteau neigeux*. Ph. D. thesis, Université Paris-Est.
- Wagner, W., T. Riethmann, R. Feistel, and A. H. Harvey (2011). New equations for the sublimation pressure and melting pressure of H<sub>2</sub>O ice Ih. *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 40(4), 043103.
- Wagstaff, K. L., T. N. Titus, A. B. Ivanov, R. Castaño, and J. L. Bandfield (2008). Observations of the north polar water ice annulus on Mars using THEMIS and TES. *Planetary and Space Science* 56(2), 256–265.
- Wang, H. and A. P. Ingersoll (2002). Martian clouds observed by Mars Global Surveyor Mars Orbiter Camera. *Journal of Geophysical Research* 107, 1–16.
- Warner, N. and J. Farmer (2008). Importance of aeolian processes in the origin of the north polar chasmata, Mars. *Icarus* 196(2), 368–384.
- Warren, S. G. (1982). Optical properties of snow. *Reviews of Geophysics and Space Physics* 20(1), 67–89.
- Warren, S. G., R. Brandt, and R. Boime (1993). Blue ice and green ice. *Antarctic Journal*, 255–256.
- Warren, S. G., R. Brandt, and P. Hinton (1998). Effect of surface roughness on bidirectional reflectance of Antarctic snow. *Journal of Geophysical Research* 103(E11), 25789–25807.
- Warren, S. G. and R. E. Brandt (2006). Comment on "Snowball Earth" : A thin-ice solution with flowing sea glaciers" by David Pollard and James F. Kasting. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 111(9), 9–11.
- Warren, S. G. and W. Wiscombe (1980). A model for the spectral albedo of snow. II : Snow containing atmospheric aerosols. *Journal of the Atmospheric Sciences*.
- Watanabe, O. (1978). Distribution of surface features of snow cover in Mizuho Plateau. *Memoirs of National Institute of Polar Research* (7), 54–62.
- Weijermars, R. (1986). The polar spirals of Mars may be due to glacier surges deflected by Coriolis forces. *Earth and planetary science letters* 76, 227–240.

- 
- Whiteway, J. a., L. Komguem, C. Dickinson, C. Cook, M. Illnicki, J. Seabrook, V. Popovici, T. J. Duck, R. Davy, P. A. Taylor, J. Pathak, D. A. Fisher, a. I. Carswell, M. Daly, V. Hipkin, a. P. Zent, M. H. Hecht, S. E. Wood, L. K. Tamppari, N. Renno, J. E. Moores, M. Lemmon, F. Daerden, and P. H. Smith (2009). Mars water-ice clouds and precipitation. *Science* 325(5936), 68–70.
- Winebrenner, D. P., M. R. Koutnik, E. D. Waddington, A. V. Pathare, B. C. Murray, S. Byrne, and J. L. Bamber (2008). Evidence for ice flow prior to trough formation in the Martian north polar layered deposits. *Icarus* 195(1), 90–105.
- Winther, J.-G., M. N. r. Jespersen, and G. E. Liston (2001). Blue-ice areas in Antarctica derived from NOAA AVHRR satellite data. *Journal of Glaciology* 47(157), 325–334.
- Wiscombe, W. and S. Warren (1980). Model for the spectral albedo of snow. I : Pure snow. *Journal of Atmospheric Sciences* 37(12), 2712–2733.
- Wynn, R. B. and D. a. V. Stow (2002). Classification and characterisation of deep-water sediment waves. *Marine Geology* 192(1-3), 7–22.
- Yokokawa, M., N. Izumi, K. Naito, T. Yamada, and R. Greve (2013). An experimental study of step topography on the ice surface. *Journal of Japan Society of Civil Engineers* 69(4), 1129–1134.
- Yu, Y., X. Cai, and X. Qie (2007). Influence of topography and large-scale forcing on the occurrence of katabatic flow jumps in Antarctica : Idealized simulations. *Advances in Atmospheric Sciences* 24(5), 819–832.
- Zhuravleva, T. B. and A. A. Kokhanovsky (2011). Influence of surface roughness on the reflective properties of snow. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 112(8), 1353–1368.
- Zuber, M. T., D. E. Smith, S. C. Solomon, J. B. Abshire, R. S. Afzal, O. Aharonson, K. Fishbaugh, P. G. Ford, H. V. Frey, J. B. Garvin, J. W. Head, A. B. Ivanov, C. L. Johnson, D. O. Muhleman, G. A. Neumann, G. H. Pettengill, R. J. Phillips, X. Sun, H. J. Zwally, W. B. Banerdt, and T. C. Duxbury (1998). Observations of the north polar region of Mars from the Mars Orbiter laser altimeter. *Science* 282(5396), 2053–2060.
- Zwinger, T., T. Malm, M. Schäfer, R. Stenberg, and J. C. Moore (2015). Numerical simulations and observations of the role of katabatic winds in the creation and maintenance of Scharffenbergbotnen blue ice area, Antarctica. *The Cryosphere* 9(4), 1415–1426.
- Zwinger, T., M. Schäfer, C. Martín, and J. C. Moore (2014). Influence of anisotropy on velocity and age distribution at Scharffenbergbotnen blue ice area. *The Cryosphere* 8(2), 607–621.









# Thèse de Doctorat

Clémence HERNY

**Dynamique des ondes de sédimentation éoliennes à la surface des glaciers terrestres et martiens : Observations morphologiques et spectroscopiques, modélisation du transfert de masse par sublimation/condensation**

**Dynamics of aeolian sedimentation waves at the surface of Martian and terrestrial glaciers: Morphologic and spectroscopic observation, numerical modeling of mass transfer by sublimation/condensation**

## Résumé

Le bilan de masse et d'énergie des calottes polaires martiennes et terrestres est contrôlé par des interactions complexes entre l'atmosphère et la cryosphère qui peuvent aboutir à la formation d'ondes de sédimentation éoliennes à la surface de ces calottes. Dans cette étude, nous évaluons l'influence de la sublimation et de la condensation de la vapeur d'eau dans le développement de ces ondes de sédimentation.

Nous utilisons des données complémentaires, acquises par les orbiteurs martiens, pour montrer qu'à la surface de la calotte polaire Nord de Mars on observe deux séries d'ondes superposées à différentes longueurs d'ondes. Celles-ci migrent dans le sens ou à contre-sens du vent en réponse à une accumulation asymétrique de la glace engendrée par les vents catabatiques. Ces ondes de sédimentation présentent des similitudes avec les mégadunes de neige en Antarctique.

De plus, nous avons développé un modèle numérique afin d'étudier l'interaction entre la sublimation/condensation de la vapeur d'eau et un écoulement atmosphérique unidirectionnel au-dessus d'une surface de glace ondulée. Le maximum du flux de vapeur d'eau coïncide avec le maximum de la contrainte de frottement dont la localisation par rapport aux crêtes varie en fonction de la longueur d'onde et des propriétés du fluide. Lorsque la contrainte maximum est située à l'amont de la crête, on y observe un transfert de masse plus important qu'à l'aval. Ces résultats sont identiques pour un cas de sublimation (ablation) et un cas de condensation (accumulation). Au cours d'une simulation, la sublimation et la condensation ne coexistent pas comme c'est le cas par exemple pour les dunes éoliennes de sable. Ces résultats signifient que si l'accumulation est plus importante que l'ablation, alors les ondes migrent à contre-sens du vent.

Nos observations et simulations sont donc en accord avec l'hypothèse que les ondes de sédimentation martiennes peuvent migrer dans le sens ou à contre-sens du vent en raison d'une redistribution asymétrique de la glace entre la face amont et aval au cours d'une année martienne.

## Mots clés

Calotte polaire, transfert de masse, glace, mégadune, Mars, Antarctique, vent, sublimation, condensation, bilan de masse

## Abstract

Mass and energy balance of terrestrial and Martian ice sheets are driven by complex interactions between the atmosphere and the cryosphere that could lead to the formation of sedimentation waves at the surface of ice sheets. Here we explore the role of sublimation and condensation of water vapor in the development of these sedimentation waves.

We use complementary data set acquired by Mars orbiters, to show that the surface of the Martian North Polar Cap displays two superimposed sets of sedimentation waves with differing wavelengths that grow and migrate downwind or upwind in response to the development of periodic accumulation /ablation patterns controlled by katabatic winds. These sedimentation waves have similarities with Antarctic snow megadunes.

In addition, we designed a numerical model to explore the coupled interaction between the sublimation/condensation of water vapor and a steady unidirectional atmospheric flow on a wavy icy surface. The maximum of water vapor flux coincides with the maximum shear stress, whose location relative to the crest is dependent of the wavelength and fluid characteristics. For a maximum of flux located upwind, mass transfer rates are smaller on the downwind sides. These results are the same for sublimation (ablation) and condensation (accumulation). During a given simulation, the ice waves do not experience simultaneous accumulation and ablation as it would be the case, for instance, for aeolian sand dunes. These results mean that if the accumulation rate is greater than the ablation rate the waves will migrate upwind.

Our observations and simulations are in accordance with the hypothesis that the Martian sedimentation waves could migrate downwind or upwind due to an asymmetric accumulation rate between their upwind sides and their downwind sides over a Martian year.

## Key Words

Ice cap, mass transfer, ice, megadune, Mars, Antarctica, wind, sublimation, condensation, mass balance